



# Transport atmosphérique et ondes dans les atmosphères en superrotation

Audrey Crespin

## ► To cite this version:

Audrey Crespin. Transport atmosphérique et ondes dans les atmosphères en superrotation. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2008. Français. NNT : . tel-00410181

**HAL Id: tel-00410181**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00410181>**

Submitted on 18 Aug 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Transport atmosphérique et ondes dans les atmosphères en superrotation

## THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

**Spécialité : Physique**

par

**AUDREY CRESPIN**

Soutenue le lundi 8 décembre 2008  
devant le jury composé de :

Président :	<b>LETREUT Hervé</b> <i>Professeur de l'Ecole Polytechnique, Académie des Sciences</i>
Rapporteurs :	<b>READ Peter</b> <i>Professeur, Université d'Oxford, UK</i> <b>LELLOUCH Emmanuel</b> <i>Astronome, HDR, Observatoire de Paris-Meudon</i>
Examineurs :	<b>LUZ David</b> <i>Chercheur, Université de Lisbonne, Portugal</i>
Directeur de thèse :	<b>VIAL François</b> <i>Directeur de recherche, LMD, Ecole Polytechnique</i>
Encadrant de thèse :	<b>LEBONNOIS Sébastien</b> <i>Chercheur CNRS, LMD, Jussieu</i>









“A mes parents”



École doctorale de l'École Polytechnique  
Laboratoire de Météorologie Dynamique

# Transport atmosphérique et ondes dans les atmosphères en superrotation

## THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

**Spécialité : Physique**

par

**AUDREY CRESPIN**

Soutenue le lundi 8 décembre 2008  
devant le jury composé de :

Président :	<b>LETREUT Hervé</b> <i>Professeur de l'Ecole Polytechnique, Académie des Sciences</i>
Rapporteurs :	<b>READ Peter</b> <i>Professeur, Université d'Oxford, UK</i> <b>LELLOUCH Emmanuel</b> <i>Astronome, HDR, Observatoire de Paris-Meudon</i>
Examineurs :	<b>LUZ David</b> <i>Chercheur, Université de Lisbonne, Portugal</i>
Directeur de thèse :	<b>VIAL François</b> <i>Directeur de recherche, LMD, Ecole Polytechnique</i>
Encadrant de thèse :	<b>LEBONNOIS Sébastien</b> <i>Chercheur CNRS, LMD, Jussieu</i>



*“Il n’est pas déshonorant de mourir en poursuivant un but même futile,  
ce qui l’est, c’est de se laisser vaincre et d’accepter sa défaite”*

Alexandra David-Néel



# Table des matières

<b>PRÉSENTATION DU LABORATOIRE</b>	<b>vii</b>
<b>RÉSUMÉ</b>	<b>ix</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>xi</b>
<b>REMERCIEMENTS</b>	<b>xiii</b>
<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE</b>	<b>1</b>
<b>I DYNAMIQUE DES ATMOSPHÈRES EN SUPERROTATION</b>	<b>5</b>
<b>1 Circulation générale des atmosphères</b>	<b>7</b>
1.1 Introduction . . . . .	7
1.2 Lois de conservation . . . . .	8
1.2.1 Les équations de conservation . . . . .	8
1.2.2 Approximation de Boussinesq . . . . .	15
1.2.3 Approximation couche mince et modèle de Saint Venant . . . . .	16
1.2.4 Notion de plan $\beta$ . . . . .	17
1.2.5 Vorticité . . . . .	18
1.3 Décomposition de l'écoulement . . . . .	22
1.4 Écoulements moyens . . . . .	24
1.4.1 Grands équilibres et forçages . . . . .	24
1.4.2 Approximation hydrostatique . . . . .	34
1.5 Grandes familles d'ondes . . . . .	37
1.5.1 Les marées (thermiques et gravitationnelles) . . . . .	37
1.5.2 Les ondes d'inertie-gravité . . . . .	41
1.5.3 Ondes équatoriales (ondes de Kelvin et ondes mixtes Rossby-gravité) . . . . .	43
1.5.4 Ondes de moyennes latitudes . . . . .	47
1.6 Interactions entre le flot moyen et les ondes . . . . .	52
1.6.1 Les instabilités dans les atmosphères planétaires . . . . .	52
1.6.2 Transport de quantité de mouvement et de chaleur par les perturbations . . . . .	57

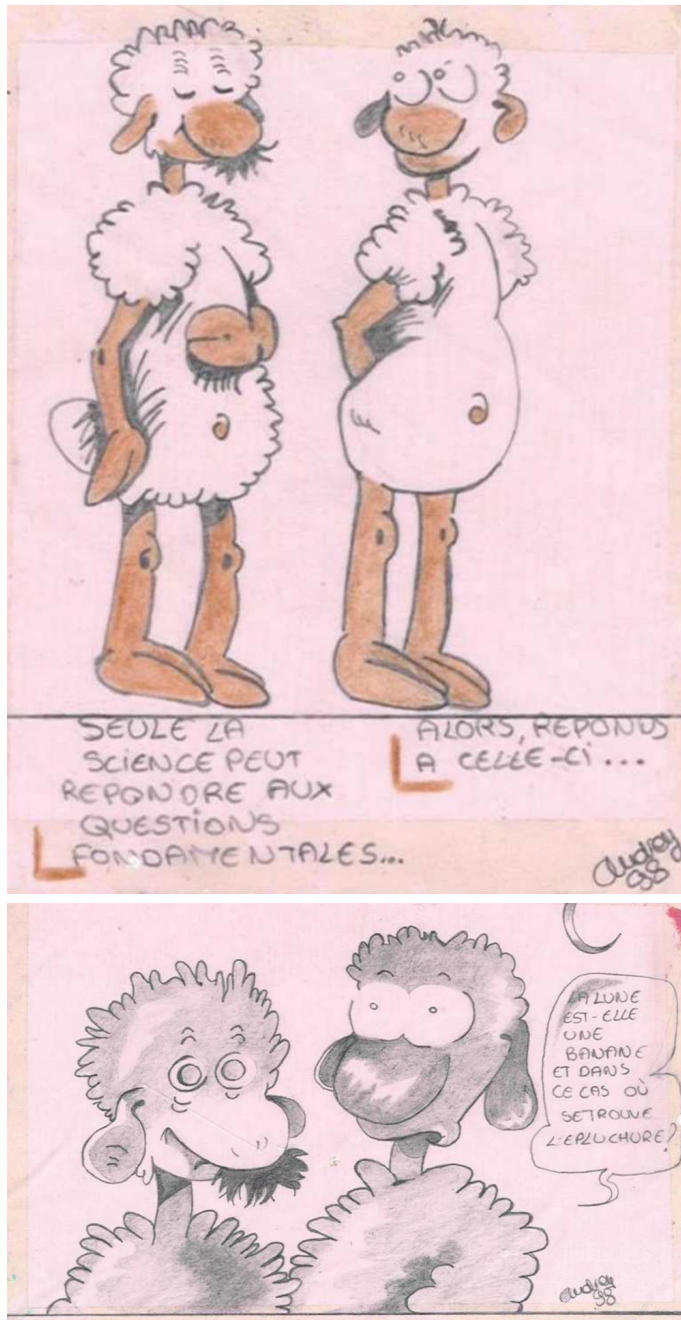


1.6.3	Un exemple de visualisation du fonctionnement de la circulation atmosphérique terrestre . . . . .	60
<b>2</b>	<b>Le mécanisme de la superrotation : Etat de l'art</b>	<b>65</b>
2.1	Le phénomène de superrotation : cas de Vénus et Titan . . . . .	65
2.2	Transport du moment cinétique . . . . .	67
2.3	Théorème de Hide . . . . .	70
2.4	Rôle des perturbations dans le transport de moment cinétique . . . . .	70
2.5	Les mécanismes de dissipation . . . . .	71
2.6	Différents mécanismes de maintien de la superrotation . . . . .	72
2.6.1	Modèles barotropiquement instables . . . . .	73
2.6.2	Interactions avec le Soleil . . . . .	75
2.7	Rôle du vortex polaire . . . . .	78
2.8	Rôle des instabilités . . . . .	79
2.9	Résumé sur le cas de Vénus . . . . .	80
2.10	Analyse dimensionnelle du phénomène de superrotation . . . . .	80
<b>II</b>	<b>MODÈLES DE CIRCULATION GÉNÉRALE DE TITAN ET VÉNUS</b>	<b>83</b>
<b>3</b>	<b>MCGs des atmosphères planétaires</b>	<b>85</b>
3.1	Introduction . . . . .	85
3.2	Equations de la dynamique (équations discrétisées) . . . . .	86
3.2.1	Les équations de la dynamique . . . . .	86
3.2.2	Discrétisation (maillage) et intégration temporelle . . . . .	87
3.2.3	Dissipation horizontale . . . . .	90
3.2.4	Le modèle 2D du 2D-CM Titan . . . . .	90
3.3	Paramètres de contrôle des MCGs planétaires . . . . .	91
3.3.1	Caractéristiques générales du MCG de Titan . . . . .	92
3.3.2	Caractéristiques générales du MCG de Vénus . . . . .	94
3.4	Les paramétrisations de la physique . . . . .	96
3.4.1	Diffusion verticale turbulente et couche limite . . . . .	96
3.4.2	Ajustement convectif . . . . .	97
3.4.3	Cas de Venus : Cp variable . . . . .	97
3.4.4	Interactions avec la surface . . . . .	97
3.4.5	La photochimie : cas de Titan . . . . .	98
3.4.6	La microphysique des brumes et des nuages : cas de Titan . . . . .	101
3.4.7	Les couplages dynamique-microphysique-photochimie sur Titan . . . . .	102
3.5	Transfert radiatif . . . . .	103
3.5.1	Généralités sur la physique du transfert radiatif . . . . .	103
3.5.2	Le TR du 2D-CM Titan : généralités . . . . .	107
3.5.3	Le TR du MCG Vénus . . . . .	108
3.6	Etat initial et conditions aux limites . . . . .	112
3.6.1	Etat initial . . . . .	113
3.6.2	Vents au sommet (couche éponge) et en bas . . . . .	114
3.6.3	Flux des composés : cas de Titan . . . . .	114

<b>4 Titan</b>	<b>117</b>
4.1 Introduction . . . . .	118
4.2 Titan révélée par les missions de Voyager à Cassini . . . . .	118
4.2.1 Historique . . . . .	118
4.2.2 Conditions générales régnant dans l'atmosphère de Titan . . . . .	119
4.2.3 La structure thermique sur Titan . . . . .	120
4.2.4 La composition chimique sur Titan . . . . .	121
4.2.5 La brume et les nuages sur Titan . . . . .	123
4.2.6 Premières observations de la superrotation sur Titan . . . . .	124
4.3 Apport des observations de la mission Cassini-Huygens (à partir de 2005) . . . . .	125
4.3.1 La mission . . . . .	125
4.3.2 Les instruments à bord de Cassini et Huygens et leurs rôles dans la compréhension de l'atmosphère de Titan . . . . .	127
4.3.3 L'instrument CIRS . . . . .	127
4.3.4 Les grands résultats de la mission en quelques traits . . . . .	128
4.4 Modélisation numérique de l'atmosphère de Titan . . . . .	133
4.4.1 Modèles chimiques et microphysiques . . . . .	133
4.4.2 Modèles de circulation de l'atmosphère de Titan . . . . .	134
4.4.3 Résultats modèle/observations avant et en préparation de la mission Cassini . . . . .	134
4.4.4 Caractéristiques de la simulation Titan utilisée . . . . .	139
4.5 Tests de sensibilité sur le modèle Titan . . . . .	140
4.5.1 Les paramètres qui influent sur la structure des vents . . . . .	140
4.5.2 Les paramètres qui influent sur les distributions des composés chimiques . . . . .	140
4.5.3 Les paramètres qui influent sur la distribution des aérosols . . . . .	142
4.6 Confrontation de la circulation moyenne modélisée (dynamique et structure thermique) avec les observations de la mission Cassini-Huygens . . . . .	144
4.6.1 Objectifs . . . . .	144
4.6.2 Structure thermique . . . . .	145
4.6.3 La dynamique . . . . .	152
4.6.4 Influence de la hauteur de production des aérosols sur la structure thermique et la dynamique . . . . .	157
4.7 Distributions des composés . . . . .	159
4.7.1 Introduction . . . . .	159
4.7.2 Les régions équatoriales . . . . .	159
4.7.3 L'enrichissement polaire d'hiver . . . . .	163
4.7.4 Le pôle d'été . . . . .	169
4.8 Validation de la circulation méridienne à l'aide de la composition et de l'effet saisonnier . . . . .	170
4.8.1 En quoi ça valide ? . . . . .	171
4.8.2 Les énigmes (dynamiques) . . . . .	172
4.8.3 Résumé . . . . .	173
<b>5 Vénus</b>	<b>175</b>
5.1 Introduction . . . . .	176
5.2 Observations de l'atmosphère de Vénus avant Vénus Express . . . . .	177
5.2.1 Caractéristiques générales de Vénus en comparaison avec la Terre . . . . .	178

5.2.2	Premières observations de la superrotation sur Vénus . . . . .	179
5.2.3	Composition et structure thermique . . . . .	182
5.2.4	Stabilité verticale de l'atmosphère . . . . .	186
5.2.5	Informations sur le bilan radiatif . . . . .	187
5.2.6	La circulation atmosphérique . . . . .	188
5.2.7	Transport des composés chimiques secondaires (CO, OCS et H <sub>2</sub> O) . . . . .	204
5.2.8	La surface . . . . .	205
5.3	Apport des observations de la mission Vénus Express (à partir de 2006) . . . . .	207
5.3.1	La mission . . . . .	207
5.3.2	Les instruments à bord de Vénus Express et leurs rôles dans la compréhension de l'atmosphère de Vénus . . . . .	208
5.3.3	Les grands résultats de la mission en quelques traits . . . . .	208
5.3.4	Les questions en suspens . . . . .	216
5.4	Les MCGs de l'atmosphère de Vénus . . . . .	216
5.4.1	Les modèles vénusiens . . . . .	216
5.4.2	Caractéristiques de la simulation Vénus utilisée . . . . .	218
5.5	Circulation moyenne modélisée . . . . .	223
5.5.1	Etablissement du régime de superrotation . . . . .	223
5.5.2	Structure moyenne de l'atmosphère modélisée une fois équilibrée . . . . .	224
5.6	Mécanismes de transport du moment cinétique dans la simulation stabilisée . . . . .	243
5.6.1	Introduction . . . . .	243
5.6.2	Distribution modélisée du moment cinétique . . . . .	243
5.6.3	Transport moyen de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne et les ondes (en moyenne zonale et temporelle) . . . . .	244
5.6.4	Instabilités dynamiques de l'écoulement (inertielle et barotrope) . . . . .	246
5.6.5	Accélération du vent zonal moyen par la circulation moyenne résiduelle et les ondes avec les diagnostics des flux d'Eliassen Palm . . . . .	247
5.6.6	Effets du cycle diurne et de la topographie sur le transport de moment cinétique . . . . .	250
5.7	Les ondes dans le modèle . . . . .	255
5.7.1	Introduction . . . . .	255
5.7.2	Nature des ondes modélisées . . . . .	255
5.8	Contribution des ondes à la superrotation dans le modèle Vénus . . . . .	268
5.8.1	Transport horizontal de moment cinétique par les ondes . . . . .	268
5.8.2	Transport vertical de moment cinétique par les ondes . . . . .	269
5.8.3	Contributions des marées thermiques à la superrotation . . . . .	272
5.8.4	Effet du cycle diurne sur le transport de moment cinétique par les ondes (surtout horizontal) . . . . .	272
5.8.5	Effet de la topographie sur le transport de moment cinétique par les ondes (surtout vertical) . . . . .	275
5.9	Les traceurs passifs en tant que contraintes de la dynamique . . . . .	278
5.9.1	Distribution des traceurs . . . . .	278
5.9.2	Transport des traceurs . . . . .	286
5.10	Bilan . . . . .	287

<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	<b>289</b>
5.11 Conclusions . . . . .	289
5.12 Perspectives . . . . .	291
 <b>GLOSSAIRE</b>	 <b>297</b>
 <b>ANNEXES</b>	 <b>303</b>
 <b>Liste des publications</b>	 <b>307</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>310</b>
<b>TABLE DES FIGURES</b>	<b>336</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>337</b>
 <b>NOUVEAU CHAPITRE DE LA THÈSE</b>	 <b>341</b>



A.C., tiré de Fmurr, "Le génie des Alpes"

# PRÉSENTATION DU LABORATOIRE

Ma thèse s'est déroulée au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), avec le financement de l'Ecole Polytechnique.

Fondé en 1968, le LMD comprend 150 membres répartis sur trois sites : l'Ecole Polytechnique, l'Ecole Normale Supérieure et l'Université Pierre et Marie Curie. Le laboratoire a pour principal objet de recherche, l'étude des mécanismes d'évolution et de prévision des phénomènes météorologiques et climatiques de l'atmosphère terrestre. Ces travaux sont ensuite adaptés pour l'étude des atmosphères planétaires en général produisant ainsi une interaction efficace entre les sciences de la Terre et les sciences de l'Univers.

Les recherches du LMD sont orientées selon quatre domaines :

- des activités de modélisation (processus climatiques, variabilité climatique, pollution atmosphérique, les atmosphères planétaires) ;
- des activités d'analyse de mesures effectuées à partir de systèmes spatiaux (mesure du bilan radiatif terrestre, analyse du rayonnement atmosphérique, cycle de l'eau dans les tropiques,...) ;
- des activités expérimentales comprenant la mise au point d'instruments de mesure (télédétection par LIDAR, radiométrie satellitale, mesures aéroportées et sous ballons) ;
- des activités théoriques (dynamique des fluides géophysiques, non-linéarité et turbulence, assimilation des données).

Le laboratoire comprend une direction (Directeur : M. H. Le Treut et Directeur-Adjoint : M. W. Tseitline et M. F. Vial), une équipe administrative, une équipe d'informaticiens, une documentaliste et des chercheurs, ingénieurs et techniciens ainsi que des doctorants et stagiaires, collaborant dans les différents domaines de recherche.

L'une des originalités de la recherche menée au LMD est d'étudier de front et avec le même outil, le Modèle Climatique de Circulation Générale LMDZ, le climat de la Terre et celui d'autres planètes du système solaire, en particulier Mars, Titan et Vénus.



# RÉSUMÉ

Le travail de cette thèse porte sur l'analyse des mécanismes de transport atmosphérique et des ondes dans les atmosphères en superrotation comme celles de Vénus et Titan à l'aide de modèles climatiques de circulation générale et en s'appuyant sur les nouvelles observations fournies par les missions Cassini-Huygens pour Titan et Venus Express pour Venus. L'objectif est de contraindre les processus dynamiques qui conduisent au phénomène de superrotation présent dans ces deux atmosphères, par l'étude des mécanismes de transport de moment cinétique et de traceurs par la circulation méridienne moyenne et les ondes. Ce travail constitue la première étude de la dynamique de l'atmosphère de Vénus et de sa superrotation avec un Modèle de Circulation Générale présentant un transfert radiatif propre à cette planète (calcul cohérent de la température). C'est également la première fois que le modèle bidimensionnel (latitude-altitude) de Titan développé au LMD est validé par la comparaison aux observations récentes de Cassini-Huygens.

Pour ces deux études effectuées en parallèle, j'utilise d'une part le Modèle 2D de Circulation de Titan développé au LMD pour lequel sont intégrés les couplages entre dynamique, chimie et microphysique, et d'autre part le Modèle de Circulation Générale de Vénus encore en cours de développement. Pour étudier les mécanismes de transport, j'ai introduit dans le modèle de Vénus un schéma de traceurs passifs qui a permis d'obtenir des résultats préliminaires sur la circulation méridienne et les ondes dans la basse atmosphère sous les nuages où la dynamique est encore mal comprise. Même si le modèle vénusien en l'état actuel n'est pas entièrement satisfaisant, en raison de certaines difficultés techniques qui n'ont pas encore été surmontées, j'ai développé un ensemble d'outils d'analyse que j'ai validé sur une simulation de référence qui permettra à terme de répondre aux questions que nous nous posons sur l'atmosphère de Vénus.

Le modèle Titan reproduit les principales caractéristiques observées dans l'atmosphère de Titan pour différentes saisons : de Voyager 1 pendant l'équinoxe de printemps nord à Cassini-Huygens durant le solstice d'hiver nord. Cela constitue une preuve importante que les différents mécanismes présents dans le modèle, qui prennent en compte les couplages entre la dynamique, la structure thermique, la microphysique des brumes et la photochimie, sont correctement modélisés. Les quelques désaccords qui subsistent montrent les limites du modèle (modèle bidimensionnel, limitation verticale du modèle) et peut-être la non repré-



sensation de certains processus qui pourraient avoir un rôle non négligeable dans le système atmosphérique de Titan (ondes planétaires manquantes, marées gravitationnelles,...).

Même si le Modèle de Circulation Générale de Vénus est encore insatisfaisant, les outils développés et validés sur la simulation de référence ont permis de montrer les mécanismes importants qui interviennent dans le phénomène de superrotation par l'étude des ondes et du transport qu'elles génèrent. Les ondes de hautes fréquences (de périodes comprises autour de 4-5 jours principalement) ramènent le moment cinétique en latitude vers l'équateur au niveau des nuages. Ce résultat est important puisque c'est la première fois qu'on démontre à l'aide d'un Modèle de Circulation Générale pour lequel la structure thermique est calculée de manière cohérente, le rôle de l'onde à 4-5 jours terrestres observée dans les nuages vénusiens. Dans le modèle, le moment cinétique est transporté par la circulation méridienne moyenne vers les hautes latitudes en accord avec le mécanisme de Gierasch-Rossow. A hautes latitudes, où il s'accumule, se développent des instabilités barotropes qui vont générer ces ondes planétaires de grande échelle. Ces ondes planétaires qui maintiennent la superrotation équatoriale ont des natures différentes selon l'altitude : nous modélisons probablement des ondes de Kelvin dans les régions équatoriales sous les nuages et des ondes de Rossby à hautes latitudes (vers  $60^\circ$ ) au-dessus. La comparaison des résultats de cette simulation avec les observations récentes de Venus Express (spectromètre infrarouge VIRTIS) et celles plus anciennes (Pioneer Venus) confirment ces résultats. Ces mécanismes sont assez robustes d'une simulation à une autre et on peut raisonnablement penser qu'ils pourront être validés avec une simulation plus satisfaisante lorsque les problèmes du modèle seront résolus.

Mots clés : modélisation climatique, transport atmosphérique, physique et dynamique des atmosphères, atmosphères planétaires, simulations numériques, ondes atmosphériques, chimie atmosphérique

Contact : [audrey.crespin @ polytechnique.edu](mailto:audrey.crespin@polytechnique.edu)

# ABSTRACT

This study deals with the understanding of the superrotation dynamical mechanism which takes place in the atmospheres of Venus and Titan (Saturn's satellite). It is characterised by a faster rotation of the atmosphere compared with the rotation of the "planet". This dynamical phenomenon, peculiar to slow rotating "telluric bodies", is a preferential subject to study atmospheric transport mechanisms. The goal is to understand and to constrain dynamical processes which maintain superrotation by studying particularly the transport of angular momentum (and tracers) by the mean meridional circulation and waves. The study uses the 2D-Circulation Model of Titan (coupled dynamical-chemical-microphysical model), and the 3D General Circulation Model (GCM) of Vénus, under development in the Laboratory of Dynamic Meteorology (LMD). Recent results given by Cassini-Huygens and Venus Express space missions have been used for the validation of modelised dynamical mechanisms.

First, I have validated the meridional circulation in Titan model, by comparison between observations and modelised chemical distributions, for which dynamical transport has a key role. This meridional circulation allows to validate dynamical mechanisms responsible for the superrotation in the model, and to interpret observations in terms of thermal, dynamical and chemical structures.

Moreover, analysis tools that I have developped for the Venus GCM allow, firstly to describe transport mechanisms (of angular momentum and passive tracers) by mean meridional circulation and waves, and secondly to give the mean characteristics of waves (Eliassen Palm diagnostics, spectral analysis, etc.). Thanks to these tools, my PhD study shows that the modelised mean meridional circulation transport angular momentum upward in equatorial regions and poleward in the upper branch of the Hadley cells. Barotropic instabilities in high latitudes interact with the global mean flow that creates planetary scale waves which bring back angular momentum to the equator. In the model, it is the high frequency waves, and in particular the famous 4-5 terrestrial earth period waves observed in Venus clouds, that mostly contribute to the latitudinal transport, thus allowing to maintain the equatorial superrotation in the model.



# REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements pour ma famille et Denis, qui m'ont soutenue pendant ces trois ans intensifs de thèse. Je remercie également les thésards du LMD, Martine Maherou, mes différents cobureaux et coburettes qui se sont succédés, pour la bonne ambiance qu'ils ont su donner au laboratoire. Je remercie également l'Ecole Polytechnique de m'avoir permis de faire cette thèse dans de très bonnes conditions, et de m'avoir proposé de faire un monitorat de fluides géophysiques aux polytechniciens. Je garderai un très bon souvenir de cette expérience d'enseignement.

Enfin, je me souviendrai des nombreux lieux d'inspiration pour l'écriture de ma thèse : depuis Dunkerque, à Royan, en passant par la Bourgogne profonde, et les montagnes du Vercors, et je remercie bien sûr toutes les personnes qui ont contribué à rendre ce cadre agréable.

Je tiens également à ajouter à cette liste qui ne saurait être concise : Sébastien Lebonnois pour sa patience et ses quelques conseils informatiques judicieux... Merci aussi de m'avoir fait participer à autant de congrès, et de m'avoir introduite dans la communauté internationale très sélecte des "faiseurs de superrotation". Je remercie aussi les trois François du LMD : François Forget, François Lott, et François Vial pour les discussions animées que nous avons eues, sans oublier bien sûr, Frédéric Hourdin, qui a su m'accorder un peu de son temps.

Petite, je souhaitais devenir exploratrice... Et bien, je garderai un souvenir ému de cette période "astrophysique" qui m'aura permis de contribuer un peu moi aussi à cette exploration.



*A.C., tiré de Emurr*

# INTRODUCTION GÉNÉRALE

La circulation générale des atmosphères résulte d'un certain nombre de forçages extérieurs, comme le chauffage solaire différentiel (en latitude) et la rotation solide de la planète. Ces forçages contraignent l'intensité de la circulation méridienne moyenne (dans un plan latitude-altitude) et le type d'instabilité. Ces deux moteurs principaux de la dynamique atmosphérique vont conditionner les différents régimes de circulation possibles, et sont à l'origine des différences entre les diverses atmosphères planétaires. Vénus et Titan se distingueront des circulations atmosphériques de type terrestre comme celle de Mars à cause de leur faible vitesse de rotation planétaire.

## Problématique de la thèse

L'étude des mécanismes de transport occupe actuellement une place importante dans l'étude des atmosphères planétaires et en particulier celle de la Terre, pour les problématiques de transport de polluants ou de redistribution de l'énergie, pour n'en citer que deux. L'étude des ondes et du transport associé, permet d'expliquer divers processus comme les effets de réchauffements soudains, d'accélération de l'écoulement, etc. De manière générale, les couplages entre composition et dynamique ont une place importante dans les questions relatives au changement climatique terrestre en raison des incertitudes qu'ils génèrent : incertitudes sur l'évolution des puits et sources de  $\text{CO}_2$ , sur l'évolution de la distribution d'ozone, etc. Cette sensibilité du climat est souvent conditionnée par les processus de transport atmosphérique. L'étude de ces mécanismes de transport dans le contexte plus général que constituent les atmosphères de Titan et Vénus permet donc d'étendre notre champ d'investigation et par la même de mieux comprendre les processus qui s'effectuent sur Terre. Ces atmosphères planétaires constituent "des laboratoires grandeur nature" pour l'étude du climat terrestre.

La superrotation, qui s'effectue dans les atmosphères de Vénus et Titan, constitue un sujet privilégié pour l'étude de ces mécanismes de transport. Ce phénomène, qui a été observé pour la première fois sur Vénus, se définit par une rotation de l'atmosphère beaucoup plus rapide que la planète solide, ce qui engendre un excès de moment cinétique dans l'atmosphère non négligeable. Cela se traduit par la présence de vents violents permanents en

altitude, de l'ordre de la centaine de mètres par seconde. Pour comprendre ce phénomène, il est nécessaire d'analyser l'ensemble des mécanismes qui gouverne ces atmosphères : de la structure thermique aux mouvements dynamiques moyens et transitoires. En particulier, il faut diagnostiquer précisément les mécanismes de transport par la circulation méridienne moyenne (dans un plan latitude-altitude) d'une part et par les ondes d'autre part. Les grandes cellules de Hadley présentes sur Terre transportent l'excès de moment cinétique présent à l'équateur jusque vers  $30^\circ$ , latitude à laquelle se développent des instabilités baroclines liées à la présence d'ondes planétaires de grande échelle qui prennent le relais pour transporter le moment cinétique à plus hautes latitudes. Pour des "corps telluriques" qui tournent plus lentement comme Vénus et Titan, la circulation est fortement modifiée et les mécanismes de transport résultants vont être différents de ceux que nous connaissons pour les planètes en rotation rapide comme la Terre et Mars.

Les traceurs (composés chimiques) permettent de contraindre les mécanismes de transport. Sur Terre, le transport par les ondes à hautes latitudes, avait été mis en évidence par le déplacement de certains traceurs (observation de l'ozone) à l'encontre du mouvement méridien moyen qui se fait vers l'équateur dans la branche supérieure de la cellule de Ferrel.

Cette thèse a pour objet l'étude de ces mécanismes de transport (de moment cinétique et de traceurs), ainsi que l'étude des ondes qui conduisent au phénomène de superrotation présent dans les atmosphères de Vénus et Titan. En effet, à ce jour, aucune conclusion définitive ne s'est imposée pour expliquer ce phénomène dynamique propre aux "objets telluriques" en rotation lente. Il s'agit de déterminer le rôle de la circulation méridienne moyenne dans le transport de moment cinétique ainsi que celui des ondes. Deux grandes "écoles" se font face : celle qui considère qu'un transport horizontal de moment cinétique est dominant (mécanisme de Gierasch, 1975; Rossow and Williams, 1979) et les autres qui penchent plutôt pour un transport vertical (rôle des ondes de gravité, théorie des marées thermiques de Fels, 1977). Cette problématique se résume en quelques grandes questions : La circulation méridienne moyenne est-elle dominée par des cellules type cellules de Hadley ? Les ondes planétaires transportent-elles du moment cinétique vers l'équateur ? Quelle est la nature de ces ondes atmosphériques de grande échelle (échelle planétaire) ?

## Moyens d'étude

Les outils qui vont permettre de répondre à ces questions sont d'une part l'ensemble des observations fournies par les différentes missions spatiales qui ont observé Vénus et Titan, et en particulier les dernières encore en fonctionnement : Venus Express et Cassini-Huygens ; et d'autre part la modélisation numérique de ces atmosphères.

La modélisation numérique des atmosphères, développée dans les années 70, est devenue l'outil de base incontournable pour étudier ces systèmes complexes. Ils permettent de simuler la circulation à grande échelle, et selon le degré de développement du modèle, de modéliser, entre autres, la distribution des composés chimiques, des aérosols et leur transport. Pour faire fonctionner ces modèles, il est nécessaire de préciser un certain nombre de paramètres de base tels que la position du soleil, la vitesse de rotation solide, le rayon de la planète, certaines caractéristiques de l'atmosphère comme sa composition, etc. et de donner un état initial, c'est à dire les champs de température, et de pression en chaque point du maillage. Le modèle climatique calcule ensuite, à l'aide des équations fon-

damentales discrétisées, l'évolution des principaux champs de l'atmosphère. Pour l'étude du climat, contrairement aux études météorologiques, l'état initial a peu d'importance car on ne cherche pas à reproduire un état précis de l'atmosphère à un moment donné mais à retrouver les tendances caractéristiques de l'atmosphère sur des échelles de temps très longues.

Les modèles de circulation générale étant construits à partir d'un coeur dynamique donné par les lois générales, il est possible de les adapter pour d'autres atmosphères du type terrestre (c'est à dire pour lesquelles les approximations couche mince et hydrostatique sont vérifiées). Le développement d'un modèle de l'atmosphère Titan a ainsi été fait afin, entre autres, de préparer la mission Cassini-Huygens. Le modèle bidimensionnel actuel compte parmi les quelques modèles de l'atmosphère de Titan disponibles dans le monde. Pour Vénus, le Modèle de Circulation Générale développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique est encore en cours de développement. L'enjeu est de taille puisque ce modèle vénusien est le tout premier à avoir un transfert radiatif propre à la planète Vénus, par opposition aux modèles newtoniens actuellement en vigueur pour lesquels la structure thermique est imposée. Ces modèles développés pour différentes atmosphères et contraints par différents jeux d'observations vont nous permettre de mieux comprendre les mécanismes de transport liés au phénomène de superrotation.

Côté observations, j'ai utilisé les nouveaux résultats fournis par Cassini-Huygens en 2005 pour Titan, grâce à une collaboration avec le Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique de Meudon, et ceux de Venus Express en 2006 pour Vénus. Les variations saisonnières modélisées sont contraintes par l'ensemble des missions spatiales qui se sont succédées autour de ces atmosphères : de Voyager 1 dans les années 80 à Cassini-Huygens en 2005 pour Titan et des missions Mariner, des sondes Venera dans les années 60 à Venus Express en passant par les sondes Pioneer Venus en 1978 pour Vénus.

## Travail et organisation de la thèse

Les travaux effectués pendant cette thèse se sont basés à la fois sur des résultats théoriques connus de circulation des atmosphères, sur des simulations faites à partir des modèles de circulation générale et sur les observations disponibles qui nous permettent de valider ces modèles. Le coeur de mon travail a principalement consisté à utiliser les modèles de circulation de Titan et Vénus, et à développer des outils d'analyse pour diagnostiquer la circulation moyenne, les ondes et le transport modélisés. Les résultats obtenus ont ensuite été confrontés aux observations.

Le travail fait pour Vénus et Titan n'est pas tout à fait symétrique en raison principalement des différences entre les deux modèles : le modèle Titan est bidimensionnel et ne permet donc pas l'étude approfondie des ondes qui sera permise avec le modèle de circulation générale de Vénus, en revanche le modèle Titan est plus complet car il comprend des modules photochimique et microphysique qui sont couplés à la dynamique. C'est pour cette raison que le travail fait sur ces deux objets a été séparé en deux chapitres distincts. Avec le modèle actuel de Titan, seules des études des mécanismes de transport par la circulation méridienne moyenne sont possibles et le coeur de mon travail sur le modèle Titan a été de valider cette circulation par la comparaison aux distributions chimiques observées récemment par Cassini-Huygens. Ce travail sera présenté au chapitre 4 dans la



partie modélisation des atmosphères planétaires.

Bien que la simulation de référence actuellement disponible pour le modèle vénusien n'est pas entièrement satisfaisante (ainsi que les autres simulations tests : simulation avec ou sans topographie, simulation avec ou sans cycle diurne), nous avons cherché à contraindre le phénomène de superrotation sur Vénus en développant des outils qui permettent l'étude des ondes et des mécanismes de transport de moment cinétique et de traceurs passifs. Ces résultats sont ensuite confrontés aux observations disponibles et en particulier celles de Venus Express. A cette fin, un schéma très simple de traceurs passifs a été introduit dans le modèle, et ces premiers résultats permettent de contraindre le transport par la circulation méridienne et les ondes. Ce travail sera détaillé dans le chapitre 5. A cela s'ajoute une partie introductive assez exhaustive que nous avons jugée utile d'inclure dans le manuscrit, afin que cette thèse soit facilement lisible et accessible au maximum de lecteurs. Cette partie permet de rappeler les principaux résultats de la circulation des atmosphères dans le cas terrestre, en l'étendant aux atmosphères de Vénus et Titan. Nous avons ensuite introduit le phénomène de superrotation propre aux "objets telluriques" à faible vitesse de rotation.

Première partie

DYNAMIQUE DES ATMOSPHÈRES EN  
SUPERROTATION



# Chapitre 1

## Circulation générale des atmosphères

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1.2</b>	<b>Lois de conservation</b>	<b>8</b>
1.2.1	Les équations de conservation	8
1.2.2	Approximation de Boussinesq	15
1.2.3	Approximation couche mince et modèle de Saint Venant	16
1.2.4	Notion de plan $\beta$	17
1.2.5	Vorticité	18
<b>1.3</b>	<b>Décomposition de l'écoulement</b>	<b>22</b>
<b>1.4</b>	<b>Écoulements moyens</b>	<b>24</b>
1.4.1	Grands équilibres et forçages	24
1.4.2	Approximation hydrostatique	34
<b>1.5</b>	<b>Grandes familles d'ondes</b>	<b>37</b>
1.5.1	Les marées (thermiques et gravitationnelles)	37
1.5.2	Les ondes d'inertie-gravité	41
1.5.3	Ondes équatoriales (ondes de Kelvin et ondes mixtes Rossby-gravité)	43
1.5.4	Ondes de moyennes latitudes	47
<b>1.6</b>	<b>Interactions entre le flot moyen et les ondes</b>	<b>52</b>
1.6.1	Les instabilités dans les atmosphères planétaires	52
1.6.2	Transport de quantité de mouvement et de chaleur par les perturbations	57
1.6.3	Un exemple de visualisation du fonctionnement de la circulation atmosphérique terrestre	60

---

### 1.1 Introduction

Dans cette partie introductive très exhaustive, je donnerai tous les éléments nécessaires à la bonne compréhension des enjeux de la problématique, et je rappellerai certaines notions théoriques indispensables pour appréhender le travail de cette thèse qui sera présenté dans la deuxième partie. Je rappellerai d'abord les notions générales de circulation dans les atmosphères, en faisant des remarques spécifiques de “planétologie comparée” entre l'atmosphère terrestre bien connue et les atmosphères de Vénus et Titan, puis je présenterai la

problématique de la superrotation, propre aux atmosphères de Vénus et Titan, en insistant sur les paramètres clefs de ces atmosphères particulières.

La physique d'une atmosphère est régie par un certain nombre d'équations de base qui découlent de lois de conservation, et pour lesquelles nous ferons certaines approximations (cf. section 1.2). Les différents états de l'atmosphère, au repos ou en rotation se caractérisent par certains équilibres, qui vont être perturbés par des forçages extérieurs (apport d'énergie solaire, perturbations gravitationnelles, etc.) et rétablis selon les équations générales, en créant des écoulements moyens de grande échelle (cf. section 1.4). Ces écoulements moyens seront sensibles à des perturbations en densité, de vorticité potentielle, etc., et g n reront des ondes de différentes échelles spatio-temporelles (cf. section 1.5). Ces ondes interagiront aussi avec l'écoulement moyen établissant ainsi l'équilibre global (cf. section 1.6).

## 1.2 Lois de conservation

### 1.2.1 Les équations de conservation

#### A) Conservation de la quantité de mouvement

Les atmosphères sont des milieux soumis au effet de la rotation de la planète solide. L'équation du mouvement en repère tournant s'obtient en faisant la composition des mouvements pour la vitesse :

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{U} - \vec{\Omega} \wedge \vec{\Omega} \wedge O\vec{M} - \vec{\nabla}\Phi_a - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P + \vec{F}_{visq} + \vec{F}_{ext} \quad (1.1)$$

où U désigne la vitesse relative du fluide dans le repère tournant, P la pression,  $\rho$  la densité,  $\vec{\Omega}$  la rotation de la planète solide, et  $\vec{\nabla}\Phi_a$  le potentiel de gravitation.

**Notion de dérivée particulaire.** On rappelle que  $D_t\vec{U}$  est la dérivée particulaire (description lagrangienne), qui s'exprime comme  $D_t\vec{U} = \partial_t\vec{U} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U}$ , où  $\partial_t\vec{U}$  est l'accélération de la particule dans la description eulérienne et  $(\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U}$  est le terme d'advection. La description lagrangienne, plus intuitive, permet de suivre chaque particule dans son mouvement, mais elle est difficile à utiliser dans un fluide, étant donné que chaque particule à son mouvement propre.

**Notion d'advection.** L'advection est caractéristique d'un fluide. En effet, en mécanique du solide, une masse est composée de particules qui ont la même vitesse lors d'un déplacement (particules solidaires), alors qu'une masse de fluide est composée de particules qui ont des mouvements propres. Dans notre problème concernant les atmosphères en superrotation, nous verrons que l'advection pourra jouer un rôle important dans le transport de moment cinétique.

Pour un fluide en rotation, l'équation de conservation de la quantité de mouvement présente donc des termes supplémentaires par rapport à un fluide au repos, qui sont la

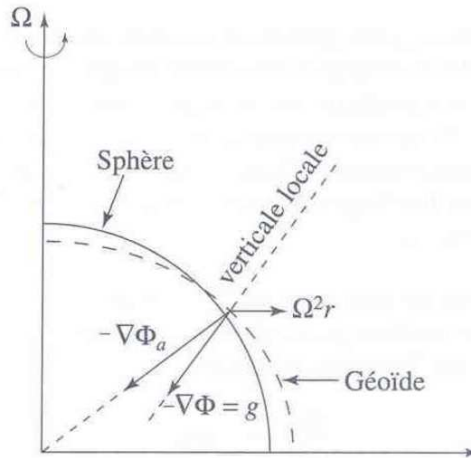
force de Coriolis ( $\vec{F}_{cor} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{U}$ ) et la force centrifuge ( $\vec{F}_{cen} = -\vec{\Omega} \wedge \vec{\Omega} \wedge O\vec{M}$ ), où  $\vec{\Omega}$  est la vitesse de rotation de la planète solide et  $O\vec{M}$  est la distance du point M au centre de la planète.

**Force de Coriolis.** La force de Coriolis fait intervenir directement la vitesse relative d'une particule fluide se déplaçant dans le repère tournant et n'est donc pas présente si la particule fluide n'a pas de mouvement dans le repère tournant, contrairement à la force centrifuge qui est directement liée à la vitesse de rotation de la planète solide. La force de Coriolis tend à dévier vers la droite des particules qui vont vers le nord et vers la gauche des particules qui vont vers le sud dans l'hémisphère nord (et vis-versa dans l'hémisphère sud). Ceci explique la présence des alizés sur Terre, vents d'est dans les régions équatoriales près du sol, si chers aux navigateurs, en raison de la déviation de la branche retour de la cellule de Hadley par la force de Coriolis (cf. section 1.4.1.II.A).

Vénus et Titan ont des vitesses de rotation solide beaucoup plus petites que celles de la Terre et de Mars (cf. Table 1.2 qui donne les différentes grandeurs caractéristiques dans les atmosphères de Vénus, la Terre, Titan), et les forces de coriolis et centrifuge auront une intensité plus faible dans ces atmosphères.

**Force centrifuge et notion de géopotentiel.** L'accélération centrifuge dérivant d'un potentiel, on définit le géopotentiel comme l'ensemble des forces extérieures s'exerçant sur le fluide, qui regroupe le potentiel de gravitation ( $\Phi_a$ ) et le potentiel d'accélération centrifuge :

$$\Phi = \Phi_a - \frac{1}{2}|\vec{\Omega} \wedge O\vec{M}|^2 \quad (1.2)$$



**Figure 1.1** – Notion de géopotentiel  $\Phi$  qui résulte du potentiel de gravitation  $\Phi_a$  et du potentiel d'accélération centrifuge ( $\Omega^2 r$ , avec  $r$  la distance au centre du corps solide), et verticale locale associée (Illustration de Sadourny (2001)).

La direction du gradient du géopotentiel  $\vec{\nabla}\Phi$  donne la verticale locale et les surfaces iso-géopotentielles, appelées géoïdes, lui sont orthogonales et tangentes (cf. Fig. 1.1. L'aplatissement des pôles étant très faible sur Terre et d'autant plus sur Vénus et Titan qui tournent lentement, les surfaces iso-géopotentielles sont assimilables à des sphères et on a alors  $\Phi \simeq ga + Cte$ , où  $a$  est la distance au centre de la planète. Dans un repère plan tangent à la surface, on aura :

$$\Phi \simeq gz \quad (1.3)$$

avec  $z$  distance au-dessus d'un géoïde de référence.

Sur Terre, le géoïde de référence est le niveau moyen des océans. Sur Vénus et Titan, le géoïde de référence est celui de la topographie. Pour ces planètes en rotation lente, il faudra garder en tête que la force centrifuge a un rôle plus important que la force de Coriolis et il sera donc nécessaire parfois de la sortir du géopotentiel. Dans ce cas, le potentiel de gravitation sera directement lié à la gravité  $\Phi_a = gz$ .

**Les forces de viscosité internes au fluide.**  $\vec{F}_{visq}$  (cf. équation 1.1) représente les forces visqueuses. La force de viscosité s'exprime comme un laplacien de la vitesse  $\vec{F}_{visq} = \nu \Delta \vec{U}$  où  $\nu$  est la viscosité cinématique (ou moléculaire) du fluide. En présence de mouvements turbulents difficilement quantifiables, on peut introduire une viscosité turbulente, et on suppose que cette viscosité turbulente suit les mêmes lois de diffusion de la quantité de mouvement que la viscosité cinématique.

**Les forces extérieures.**  $\vec{F}_{ext}$  (cf. équation 1.1) représente l'ensemble des forces extérieures qui peuvent s'exercer sur une atmosphère, telles que les forces de marées gravitationnelles et les forces magnétiques. Il est probable que sur Titan, les forces gravitationnelles exercées par Saturne aient un rôle non négligeable dans la dynamique de l'atmosphère (Zhu and Strobel, 2005). Pour Vénus, les marées thermiques jouent également probablement un rôle, étant donné la faible vitesse de rotation solide et la proximité du soleil. Les marées gravitationnelles exercées par le soleil sur Vénus ont pu avoir un rôle dans le ralentissement et la rotation rétrograde de la planète solide (cf. section 1.5.1).

Sur Vénus, aucun champ magnétique a été mesuré à ce jour. Il serait possible qu'un champ magnétique induit soit créé par l'interaction entre le vent solaire et les particules de la haute atmosphère, mais ce champ magnétique serait présent essentiellement dans les hautes couches de l'atmosphère et n'interviendrait donc pas dans l'étude de l'atmosphère moyenne qui nous intéresse. Sur Titan, aucun champ magnétique fort n'a été détecté à ce jour.

**Notion de vitesse zonale relative.** On peut définir la vitesse zonale relative par :  $\vec{u} = \vec{\Omega}_{locale} \wedge \vec{s}$ , avec  $s = a \cos \phi$  qui est la distance à l'axe de rotation solide.

Dans un système sphérique, on a :  $u = a \cos \phi \Omega_{locale}$ , où  $u$  est la vitesse zonale relative. Une particule fluide située à la distance  $s = a \cos \phi$  de l'axe des pôles tournera autour de cet axe à la vitesse angulaire (absolue) :  $\omega = \Omega + \Omega_{locale}$ , où  $\Omega_{locale} = \frac{u}{a \cos \phi}$  et  $\Omega$  est la

vitesse de rotation de la planète solide.

**Notion d'écoulements laminaires et turbulents.** Lorsqu'on considère un fluide réel, on doit tenir compte de sa viscosité, c'est à dire sa capacité à s'opposer à l'écoulement. A de faibles débits, on constate qu'un écoulement est très régulier et que les grandeurs qui le caractérisent dépendent peu du temps. A chaque instant, l'écoulement peut être modélisé par un ensemble de couches qui glissent les unes sur les autres à des vitesses différentes. Le régime de l'écoulement est dit laminaire. A des débits plus élevés, on constate que le contour de l'écoulement reste régulier en moyenne mais devient instable. Le régime est qualifié de transitoire. Si on augmente encore le débit, le contour reste régulier en moyenne mais n'est plus du tout stable. Il apparaît des fluctuations aléatoires. On parle alors de régime turbulent.

Pour classer ces différents types d'écoulements, on introduit un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds qui compare le terme d'advection  $((\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U})$  et la force de viscosité  $(\nu \Delta \vec{U})$ . Si on introduit des échelles caractéristiques de temps  $T = (\frac{1}{2\Omega})$ , de hauteur  $H$  et de vitesse  $U$ , on a :

$$Re = \frac{UH}{\nu} \quad (1.4)$$

Le nombre de Reynolds permet de déterminer quel sera le mécanisme de propagation des perturbations (diffusion de la quantité de mouvement par la viscosité ou advection), qui sera le plus rapide et imposera alors l'allure du champ de vitesse. Pour un écoulement turbulent, le nombre de Reynolds est grand et le terme d'advection est dominant. Les écoulements correspondants sont instables. Ils sont observés pour de fortes vitesses de l'écoulement dans des fluides peu visqueux ou de grandes tailles, comme c'est le cas dans les atmosphères.

Sur Terre, les mouvements sont fortement turbulents dans la troposphère en raison surtout des mouvements de convection. Le nombre de Reynolds peut alors atteindre  $Re \sim 10^4$  ( $U \sim 100ms^{-1}$  dans des cyclones et  $U \sim 10ms^{-1}$  dans les anticyclones,  $H$  peut atteindre au maximum la valeur de l'échelle de hauteur (cf. section 1.4.1.A), soit  $H \sim 10km$  et  $\nu_{air} \sim 10^2m^2s^{-1}$ ). Dans la stratosphère, la vitesse peut atteindre au maximum  $U \sim 100ms^{-1}$  dans le jet de l'hémisphère d'hiver vers 50 km, ce qui donne un Reynolds qui peut dépasser localement la valeur du Reynolds dans la troposphère, soit  $Re \sim 10^5$  mais en moyenne, hors des jets, les vitesses sont plus faibles et le Reynolds obtenu est plus faible (mais reste turbulent).

Sur Vénus, le vent zonal est de l'ordre de  $U \sim 100ms^{-1}$  au sommet des nuages et de quelques mètres par seconde près de la surface. L'échelle de hauteur caractéristique de l'atmosphère,  $H$  est compris entre 15 km à la surface et 2 km dans la haute atmosphère à partir de 70 km et  $\nu_{air} \sim 10^2m^2s^{-1}$ . Le Reynolds obtenu est très turbulent dans toute l'atmosphère ( $Re \sim 2000$  au sommet des nuages).

Sur Titan, le vent zonal peut atteindre  $U \sim 100ms^{-1}$  au niveau des jets. L'échelle de hauteur caractéristique,  $H$  est de l'ordre de 20 km. Si on prend  $\nu_{air} \sim 10^2m^2s^{-1}$ , le Reynolds moyen est de l'ordre de 20 000 au niveau des jets.



### B) Conservation de la masse

Selon la fameuse citation de Antoine Lavoisier (Académie des Sciences) : “Rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme”, la notion de conservation de certaines grandeurs telles que la masse prend tout son sens.

La conservation de la masse est valable dans l’atmosphère, que ce soit localement ou de manière globale ( $\rho$  est la densité du fluide et  $\vec{U}$  est la vitesse du fluide) :

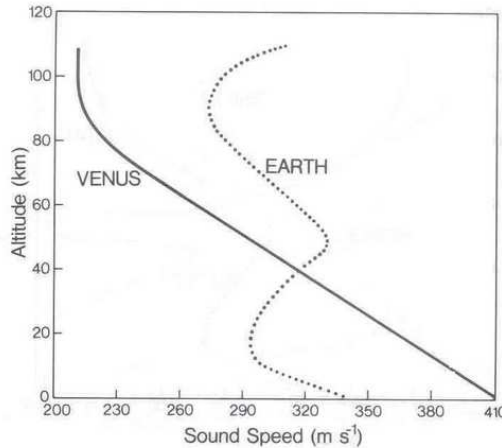
$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (1.5)$$

On peut considérer généralement le fluide comme incompressible dans l’atmosphère. On a alors :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (1.6)$$

Cette approximation est surtout valable près du sol et l’est un peu moins dans la haute atmosphère, où la masse volumique décroît fortement. La Figure 1.2 représente la vitesse du son sur Vénus et sur la Terre, qui dépend des caractéristiques de chaque atmosphère et en particulier de la densité. La compressibilité de l’air dans les atmosphères a pour conséquence l’existence d’ondes sonores, qui n’interagissent pas avec l’écoulement. Utiliser l’hypothèse d’incompressibilité permet donc de réduire la complexité des équations sans pour autant modifier la nature des écoulements. La compressibilité joue aussi un rôle dans la stratification de l’atmosphère et il est nécessaire d’utiliser l’hypothèse dite de “Boussinesq” pour conserver cette propriété de stratification de l’atmosphère (cf. section 1.2.2). Nous utiliserons cette approximation dans toutes les discussions qui suivront.

On peut remarquer que sur Vénus, la vitesse du son est beaucoup plus grande que sur Terre dans la basse atmosphère (jusque vers 40 km), et peut atteindre  $\sim 410 \text{ m s}^{-1}$  près de la surface.



**Figure 1.2** – Vitesse des ondes acoustiques sur Vénus et la Terre (Schubert, 1982).

### C) Conservation des constituants de l'atmosphère

Les constituants minoritaires sont également conservés lors de leur transport. On définit généralement un rapport de mélange du constituant  $i$  (sans dimension), par la relation :  $r_i = n_i/n_o$ , où  $n_i$  est la densité du constituant  $i$ ,  $n_o$  est la densité de l'ensemble des constituants de l'atmosphère.

La conservation d'un constituant  $i$  se traduit par l'équation :

$$\frac{Dr_i}{Dt} = S_i + P_i + k_i \Delta r_i \quad (1.7)$$

où  $S_i$  représente un terme source de production chimique,  $P_i$  un terme de destruction chimique,  $k_i \Delta r_i$  un terme de diffusion et  $D_t r_i = \partial_t r_i + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) r_i$  est la dérivée particulaire avec  $(\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) r_i$ , l'advection du constituant  $i$  par l'écoulement de vitesse  $(\vec{U})$ .

Pour des constituants majoritaires (par exemple  $N_2$  pour la Terre et Titan, et  $CO_2$  pour Vénus) ou pour des espèces passives, c'est à dire des espèces pour lesquelles le temps typique de réaction chimique est beaucoup plus grand que le temps d'advection par la dynamique (cf. section 4.7), les termes source de production et de destruction chimique, ainsi que la diffusion sont négligeables devant les termes de transport et on a :  $\partial_t r_i + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) r_i = 0$ . Ces constituants sont alors des traceurs de l'écoulement (comme du colorant qui serait simplement advecté par le flot).

### D) Equation d'état du fluide

L'atmosphère peut être considérée comme un gaz parfait, dans la mesure où on néglige les frottements et les effets de changement d'état de la vapeur d'eau. Dans ce cas, dans les conditions normales de température et de pression régnant sur Terre :

$$P = \rho R_a T \quad (1.8)$$

où  $R_a = \frac{R}{M_a}$  (J  $mol^{-1} K^{-1}$ ),  $M_a$  la masse molaire moléculaire diatomique ( $kg mol^{-1}$ ) (cf. Table 1.2) et  $R$  constante des gaz parfaits ( $R=287 J kg^{-1} K^{-1}$ ).

Pour l'atmosphère de Vénus, dans laquelle règne des températures et pressions très élevées (à la surface :  $P_s \sim 92bar$  et  $T_s \sim 733K$ ), l'approximation des gaz parfaits n'est plus tout à fait valable.

### E) Conservation de l'énergie

La conservation de l'énergie s'exprime à partir du premier principe de la thermodynamique et fait intervenir l'énergie interne spécifique,  $e \sim C_v T$ .

Sur Terre,  $C_v = 717 J kg^{-1} K^{-1}$  pour de l'air sec assimilé à un gaz parfait. Sur Vénus,  $C_v$  est plus élevé comme indiqué dans le tableau récapitulatif (cf. Table 1.2).

Pour une particule de fluide, suivie dans son mouvement, la variation d'énergie interne est la somme du travail des forces de pression et des apports extérieurs de chaleur (premier principe de la thermodynamique) :

$$\frac{De}{Dt} = -\frac{P}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} + F_{dia} \quad (1.9)$$

où  $P$  est la pression,  $\rho$  la densité,  $\vec{U}$  la vitesse du fluide et  $F_{dia}$  représente tous les phénomènes diabatiques et comprend divers termes de sources de chaleur :

$$F_{dia} = \frac{1}{\rho}(\Xi - \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_R)$$

comme les frottements visqueux ( $\Xi$ ), la divergence du flux de conduction thermique  $\vec{Q}$  (par exemple, la chaleur qui va être conduite dans le sol à la surface), la divergence du flux radiatif  $\vec{F}_R$  (par exemple, le rayonnement thermique infrarouge), et d'autres termes qui peuvent s'ajouter comme le dégagement de chaleur lors de la condensation des nuages, etc.

Cette équation de conservation de l'énergie peut s'exprimer en terme d'entropie spécifique  $s$  du fluide, pour un fluide incompressible. En rappelant que  $Tds = de + Pd(\frac{1}{\rho})$ , l'équation précédente (cf. équation 1.9) est équivalente à :

$$\frac{Ds}{Dt} = \frac{F_{dia}}{T} \quad (1.10)$$

Lorsque le système est adiabatique (pas de sources de chaleur et pas de frottements visqueux), comme pour un fluide parfait par exemple, l'entropie spécifique se conserve dans le mouvement. Les climatologues utilisent souvent l'entropie car elle est directement liée à la température potentielle, grandeur qui a une signification physique simple. La température potentielle correspond à la température qu'aurait une particule fluide si elle était ramenée adiabatiquement à la pression de surface. Cette température potentielle est plus "physique", dans le sens où elle croît avec l'altitude, les couches d'air moins denses se trouvant au-dessus de couches d'air plus denses.

Pour une transformation adiabatique, il existe une relation supplémentaire entre la pression  $P$  et la température  $T$ ,

$$\frac{T}{P^\kappa} = cte \quad (1.11)$$

où  $\kappa = R_a/C_p$  qui est caractéristique du gaz,  $R_a = \frac{R}{M_a}$  ( $J \ mol^{-1} \ K^{-1}$ ), et  $C_p$  est la chaleur massique à pression constante (cf. Table 1.2).

Cela permet d'introduire la température potentielle :

$$\theta = T \left( \frac{P}{P_s} \right)^{-\frac{R_a}{C_p}} \quad (1.12)$$

où  $P_s$  est la pression à la surface.

Pour un gaz parfait, on a  $s = C_p \ln T - R \ln P + Cte$ , d'où l'expression importante qui lie l'entropie à la température potentielle :

$$s = C_p \ln \theta + cte \quad (1.13)$$

**Remarques.** La conservation de l'énergie ou de la température potentielle peut également s'exprimer comme la conservation de la poussée d'Archimède. De nombreux ouvrages raisonnent également en terme de conservation de la poussée d'Archimède. En effet, une perturbation de la poussée d'Archimède (ou gravité réduite),  $\tilde{A}$ , est directement liée à la

perturbation de température potentielle,  $\tilde{\theta}$  par rapport à un état de référence  $\theta_r$ , et s'exprime dans le cadre de l'approximation de Boussinesq comme  $\tilde{A} = g \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r}$  (cf. section 1.2.2).

### 1.2.2 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq est très utilisée en physique des atmosphères car les équations de la dynamique des Modèles de Circulation Générale (MCG) sont exprimées pour prendre en compte cette approximation.

En effet, l'approximation de Boussinesq permet de s'affranchir de la compressibilité du fluide, sans pour autant supprimer certains effets liés aux variations de densité, comme la poussée d'Archimède, qui joue un rôle non négligeable. En fait, cette approximation revient à considérer seulement la dépendance de la densité avec l'entropie et à négliger la dépendance avec la pression. Elle n'est plus valable dans la haute atmosphère. On modifie donc la conservation de la quantité de mouvement dans le cas incompressible, en maintenant certains effets de compressibilité. Pour cela, on développe les paramètres d'état du fluide en perturbations autour d'un état de référence, caractérisé par une entropie et une densité uniformes et par la loi de l'hydrostatique (cf. section 1.4.1.I.A) :

$$\frac{\partial P_r}{\partial z} = -\rho_r g \quad (1.14)$$

Nous appellerons  $\rho_r$ ,  $P_r$  et  $s_r$  les densité, pression et entropie de l'état de référence, et  $\tilde{\rho}$ ,  $\tilde{P}$  et  $\tilde{s}$  les perturbations en densité, pression et entropie au première ordre. On introduit une nouvelle définition du géopotentiel qui prend en compte les forces de pression, et qu'on appellera  $\Phi'$  :

$$-\nabla \Phi' = -\frac{1}{\rho_r} \nabla_h P - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g$$

et le traitement particulier de la composante verticale fait sortir la poussée d'Archimède  $\gamma(s - s_r)$ , on a :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g \simeq -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} + \gamma(s - s_r)$$

avec  $\gamma = -\frac{g}{\rho_r} \left. \frac{\partial \rho}{\partial s} \right|_P (\rho_r, s_r)$ . Pour un fluide parfait,  $\gamma_a$  est constant et vaut  $\gamma_a = -\frac{g}{C_p}$ , dans les conditions normales de température et de pression. Sur Vénus,  $\gamma_a$  vaut toujours  $\gamma_a = -\frac{g}{C_p}$ , mais la capacité calorifique massique à pression constante dépend de la température et de la pression.

**Poussée d'Archimède.** Le terme  $\gamma(s - s_r)$  est la poussée d'Archimède, proportionnelle à la différence de densité entre la particule fluide et les particules voisines :

$$\tilde{A} \simeq \gamma(s - s_r) \simeq -g \frac{\partial \tilde{P}}{\rho_r} \quad (1.15)$$

Elle peut aussi s'exprimer en terme de température potentielle, sous la forme :  $\tilde{A} \simeq g \frac{\tilde{\theta}}{\theta_r}$ .

Il est important de noter que la poussée d'Archimède contient l'accélération de la gravité. La poussée d'Archimède est souvent associée au caractère barocline de l'atmosphère,

dans le sens où elle est associée à une situation instable, qui casse la stratification en densité de l’atmosphère (cf. section 1.2.5), par exemple, la montée d’une particule chaude et donc peu dense dans un milieu plus dense. Cela fait opposition à un caractère barotrope (cf. section 1.2.5), où des couches uniformes en densité sont superposées les unes sur les autres.

Le géopotentiel dans l’approximation de Boussinesq s’écrit :

$$\tilde{\Phi} \simeq -\frac{1}{\rho_r} \nabla_h P - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial P}{\partial z} \simeq -\frac{\tilde{P}}{\rho_r} \quad (1.16)$$

**L’équation du mouvement dans l’approximation de Boussinesq,** se réécrit donc :

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{U} - \frac{1}{\rho_r} \vec{\nabla} P + \gamma(s - s_r) + \vec{F}_{visq} + \vec{F}_{ext} \quad (1.17)$$

### 1.2.3 Approximation couche mince et modèle de Saint Venant

Dans le cas des atmosphères des planètes telluriques (par opposition aux planètes gazeuses), une première simplification intéressante sera d’exploiter l’épaisseur relativement faible de l’atmosphère par rapport au rayon de la planète solide. Cela permettra ainsi de découpler les mouvements verticaux des mouvements horizontaux.

On utilise un paramètre adimensionné qui compare les dimensions caractéristiques verticale  $H$  et horizontale  $L$  de l’atmosphère, appelé rapport d’aspect :

$$\epsilon = \frac{H}{L} \quad (1.18)$$

Généralement, ce paramètre est plus petit que 1 sauf dans les mouvements convectifs que nous n’étudions pas dans cette thèse. Ce paramètre joue un rôle très important dans la description des atmosphères et permet de simplifier les équations. Pour un fluide incompressible, l’analyse dimensionnelle donne une vitesse verticale très petite devant les vitesses horizontales. C’est une des conséquences de l’approximation couche mince.

Sur Titan, l’approximation couche mince n’est plus correcte puisque l’atmosphère a une grande extension verticale par rapport au rayon de la planète (cf. section 3.2.1). Cependant, cette description sera valable tant qu’on étudie des mécanismes qui interviennent dans la basse atmosphère (jusqu’à 500 km seulement pour Titan).

#### Rappel sur le modèle de Saint Venant (modèle 2D)

Beaucoup d’écoulements peuvent donc être considérés comme horizontaux (latitude-longitude) avec une épaisseur de couche donnée. Pour cette raison, il est très pratique d’utiliser un modèle bidimensionnel, dit de Saint Venant. On considère alors une mince couche de fluide incompressible, de densité et d’entropie uniformes, d’épaisseur  $h - h_{surf} = h_r$  ( $h_{surf}$ , altitude de la surface). Il se trouve que le modèle de Saint Venant peut s’étendre pour une atmosphère à  $n$  couches verticales, chacune de densité et d’entropie uniformes. Il a été montré que les mouvements 3D de l’atmosphère peuvent alors se décomposer sur une base de modes propres de structure verticale prédéterminée, et chacun de ces modes propres est gouverné par des équations identiques à celle du modèle de Saint Venant.

Le modèle de Saint Venant peut donc être vu comme une astuce pour simplifier certains calculs, en particulier pour l'étude des ondes, comme nous le verrons dans la section 1.5.

Les équations de Saint Venant s'obtiennent à partir des équations qui régissent les mouvements de grande échelle.

a) Si on intègre l'équation de continuité entre  $h_{surf}$  et  $h$ , et comme on considère que la vitesse horizontale  $\vec{U}_h$  est indépendante de  $z$ , on a :

$$\frac{D(h - h_{surf})}{Dt} + (h - h_{surf})\nabla_h \vec{U}_h = 0 \quad (1.19)$$

$$\text{car } \int_{h_{surf}}^h \partial_z \omega dz \sim \omega \sim \frac{D(h - h_{surf})}{Dt}.$$

b) L'équation du mouvement s'écrit simplement dans le modèle de Saint Venant :

$$\frac{D\vec{U}_h}{Dt} + f\vec{k} \wedge \vec{U}_h + g\nabla_h h = 0 \quad (1.20)$$

Le système de Saint Venant fait donc intervenir uniquement deux équations couplées, définies par deux champs horizontaux,  $h$  et  $\vec{U}_h$ , ce qui facilite la résolution des problèmes.

### 1.2.4 Notion de plan $\beta$

En raison de la forme de la planète, la manière la plus naturelle de projeter les équations est d'utiliser des coordonnées sphériques et de se placer dans un repère tournant ( $\lambda$  longitude,  $\phi$  latitude et  $a$  la distance au centre de la planète).

Cependant, lorsque le phénomène étudié est d'échelle inférieure au rayon terrestre, il est plus commode d'utiliser un système de coordonnées cartésiennes dans un plan tangent à la surface ou à toute couche atmosphérique ( $x$  selon la longitude dirigé vers l'est,  $y$  selon la latitude dirigé vers le nord et  $z$  l'altitude locale). Dans ce repère tangent, le fluide est soumis à une rotation locale qui est issue de la projection du vecteur rotation de la planète ( $\Omega$ ) suivant la verticale locale et qui vaut en coordonnées sphériques :  $\Omega_{local} = \Omega \sin \phi$ . Etant donné que la latitude n'intervient plus que dans la force de Coriolis, nous introduisons le paramètre de Coriolis, qui n'est autre que la force de Coriolis exprimée dans un repère plan tangent :

$$f = 2\Omega_{local} = 2\Omega \sin \phi \quad (1.21)$$

On a alors deux formes simplifiées possibles. On va effectuer un développement limité au voisinage d'une latitude  $\phi_o$ , qui correspond à l'endroit où le plan est tangent (à l'ordre 1) et on peut alors exprimer la force de Coriolis sur ce plan tangent qui dépend de la latitude. On parle alors d'approximation du plan  $\beta$  et le paramètre de Coriolis s'écrit :

$$f = f_o + \beta y \quad (1.22)$$

avec  $f_o = 2\Omega \sin \phi_o$  (paramètre de Coriolis à une latitude  $\phi_o$ ) et  $\beta = \left. \frac{\partial f}{\partial y} \right|_{\phi_o} = \frac{2\Omega \sin \phi_o}{a} \ll 1$ .

A l'équateur, puisque  $\phi_o = 0^\circ$ , alors  $f_o = 0$  et  $f = \beta y$ .

Aux hautes latitudes, on peut négliger toutes variations du paramètre de Coriolis avec la latitude. C'est l'approximation du plan  $f$  :  $f = Cte = f_o = 2\Omega \sin \phi_o$ , où  $\phi_o$  est la latitude

fixée. Aux pôles, puisque  $\phi_o = 90^\circ$ , alors  $f = 2\Omega$ . L'effet  $\beta$ , qui traduit l'effet de la rotation localement sur un plan est donc plus fort aux pôles.

Les équations qui gouvernent l'atmosphère dans une approximation plan tangent en repère tournant s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial P}{\partial x} + fv + F_{visq,u} + F_{ext,u} \\ \frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial P}{\partial y} - fu + F_{visq,v} + F_{ext,v} \\ \frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial P}{\partial z} + \gamma(s - s_r) + F_{visq,w} + F_{ext,w} \\ \frac{Ds}{Dt} = \frac{F_{dia}}{T} \end{cases} \quad (1.23)$$

Le vecteur vitesse relatif a pour coordonnées : u vitesse zonale, v vitesse méridienne et w vitesse verticale.  $F_{visq,u}$ ,  $F_{visq,v}$  et  $F_{visq,w}$  sont les composantes de la force de viscosité, et de même pour la force extérieure.

### 1.2.5 Vorticité

#### I) Notion de vorticité

La vorticité offre une représentation alternative du mouvement qui a un grand intérêt en dynamique des atmosphères. Par définition, la vorticité d'un fluide est le rotationnel de sa vitesse ( $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{U}$ ). Dans un repère tournant, la vorticité absolue s'écrit :

$$\vec{\omega}_a = \vec{\nabla} \wedge \vec{U} + f\vec{k} \quad (1.24)$$

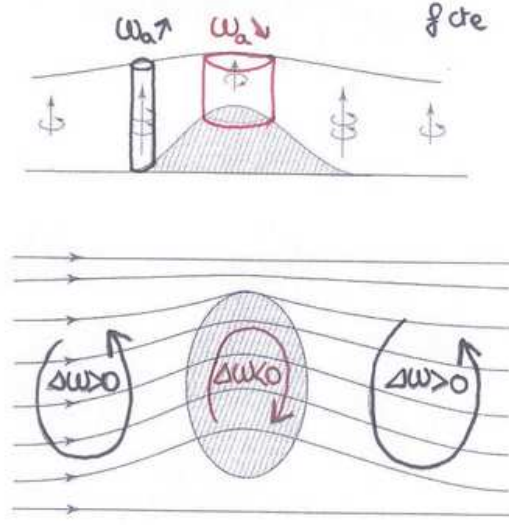
où  $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{U}$  est la vorticité relative du fluide,  $\vec{k}$  est la verticale locale selon l'axe des pôles et le paramètre de Coriolis  $f = 2\Omega_{local}$  est la vorticité d'entraînement du fluide, qui dépend de la latitude.

Théorème de Kelvin. Le théorème de Kelvin assure la conservation de la circulation  $\Gamma$  de la vitesse sur un contour fermé qui se déplace avec le fluide (formule de Stokes) :

$$\Gamma = \int_C \vec{U} \cdot d\vec{l} = \int \int \vec{\nabla} \wedge \vec{U} \cdot d\vec{S} \quad (1.25)$$

Pour un fluide incompressible, le volume  $dV$  est conservé et  $\delta\Gamma = \omega \frac{dV}{h}$ , où h est la hauteur de la couche de fluide considéré. On parle alors de colonnes de Taylor, cylindres de hauteur h (entre deux isentropes par exemple), qui représentent des tubes verticaux de vorticité, de surface  $dS$ . Si la couche de fluide a une hauteur plus grande, dS diminue et la vorticité relative du fluide  $\omega$  augmente. C'est ce qui se passe dans les siphons ou dans les tornades, où lors de l'aspiration vers le haut (ou vers le bas pour les siphons), la section diminue et la vorticité verticale augmente. Avec ce raisonnement, on trouve généralement une dépression au-dessus d'un relief et des anticyclones aux bords du relief (cf. Schéma 1.3).

Équation d'évolution de la vorticité absolue. L'équation d'évolution de la vorticité absolue s'obtient en prenant le rotationnel de l'équation de la quantité de mouvement (cf. équation 1.17) dans l'approximation de Boussinesq, ce qui fait bien sûr disparaître le terme de pression (une pression exercée sur un objet ne fait jamais tourner cet objet) :



**Figure 1.3** – Illustration du théorème de Kelvin. Lors du passage au-dessus d'un obstacle, le fluide doit augmenter sa vorticité absolue  $w_a$  (et donc relative  $w$  car  $f$  constant) avant et après l'obstacle et diminuer sa vorticité relative au-dessus de l'obstacle, en créant ainsi un système dépressionnaire (Illustration inspirée du cours de Sadourny (2001)).

$$D_t(\vec{\nabla} \wedge \vec{U} + 2\Omega_{local}\vec{k}) - \vec{\nabla}\vec{U} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{U} + 2\Omega_{local}\vec{k}) = -\gamma\vec{k} \wedge \vec{\nabla}s + \vec{\nabla} \wedge \vec{F}_{visq} + \vec{\nabla} \wedge \vec{F}_{ext} \quad (1.26)$$

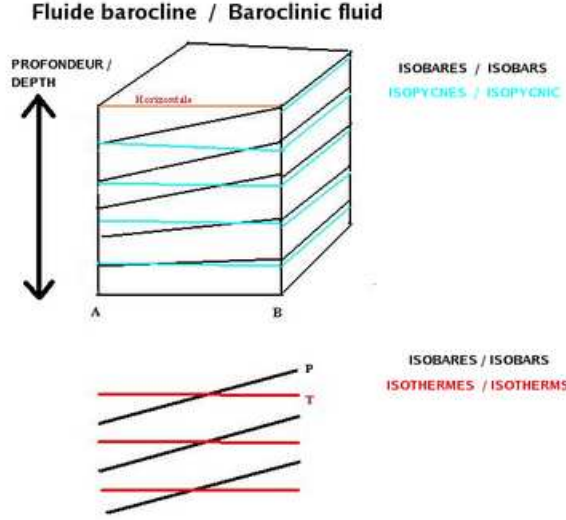
où  $D_t\vec{\omega}_a = D_t(\vec{\nabla} \wedge \vec{U} + 2\Omega_{local}\vec{k})$  représente la dérivée particulaire de la vorticité absolue,  $-\vec{\nabla}\vec{U} \cdot (\vec{\omega}_a)$  l'étirement ou la contraction des tubes de vorticité par la vitesse,  $-\gamma\vec{k} \wedge \vec{\nabla}s$  la production barocline de vorticité et  $\vec{\nabla} \wedge \vec{F}_{visq} + \vec{\nabla} \wedge \vec{F}_{ext}$  la diffusion de vorticité par les processus visqueux ou par les forces extérieures.

Notions de fluides barotrope et barocline. La production barocline de vorticité peut s'exprimer aussi comme  $-\frac{1}{\rho_r}\vec{\nabla}\rho_r \wedge \vec{\nabla}P$ , où  $\rho_r$  est une densité de référence. Selon l'alignement respectif des lignes d'isopression et des lignes d'isopycne (lignes de même densité), on a un fluide dit barotrope (alignement,  $P_r = f(\rho_r)$ ) ou barocline (création de tourbillons, les gradients de pression et de densité ne sont pas alignés)(cf. Schéma 1.4). Sur Terre, l'atmosphère est globalement barotrope dans la couche limite ( $\sim 1$  km). Une configuration barocline se produit, lors d'un changement brusque de température, comme à l'arrivée d'un orage avec un front froid.

## II)  coulement barotrope et transport de la vorticité absolue

L'écoulement est barotrope si on considère un fluide constitué de couches verticales d'entropie  $s$  uniforme (alignement des gradients de pression et de densité (cf. Fig. 1.4), le terme de production barocline disparaît donc. On n'a donc pas de mouvements verticaux liés à la pression et à la gravité. Dans ce cas, et pour un fluide parfait (sans viscosité), on a :





**Figure 1.4** – Illustration d'un fluide barocline, caractérisé par des gradients de pression et de densité (ou de température) qui ne sont pas alignés (par opposition au fluide barotrope)(Illustration tirée du site de Wikipedia).

$$D_t(\vec{\nabla} \wedge \vec{U} + 2\Omega_{local}\vec{k}) - \vec{\nabla}\vec{U} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{U} + 2\Omega_{local}\vec{k}) = 0 \quad (1.27)$$

La vorticité absolue est transportée dans son mouvement dans le fluide comme un vecteur matériel, pour lequel :  $D_t dM = \vec{\nabla} U \cdot d\vec{M}$ . Lorsque le champ de vitesse présente une convergence au niveau de la surface (dépression), compensée par l'équation de continuité par une ascendance et une divergence en altitude, les tubes de tourbillons verticaux s'étirent et la vorticité relative du fluide augmente. Les mouvements verticaux liés à ce tourbillon sont donc accélérés. Inversement, dans le cas d'une haute pression près de la surface, les tubes de tourbillons sont comprimés et le mouvement vertical ralentit. Si on fait le rapprochement avec le chapitre 1.4.1.I.B sur la réponse de l'atmosphère à un forçage énergétique, on voit bien que les zones de forçage seront des zones de forte vorticité, en raison du mouvement vertical induit (zones de tempêtes ou même cyclones).

Mouvement bidimensionnel. Pour un mouvement bidimensionnel comme on peut souvent en rencontrer (il n'y a plus d'étirement ou compression selon la verticale, le deuxième terme de l'équation 1.27 disparaît), on a la conservation de la vorticité absolue ( $D_t \omega_a = 0$ ). On peut alors représenter localement l'écoulement par une fonction de courant  $\psi(x, y)$  avec  $u = -\partial_y \psi$  et  $v = +\partial_x \psi$ , qui sont les composantes de la vitesse relative du fluide. La vorticité relative du fluide s'exprime alors :

$$\omega = \pm \Delta \psi \quad (1.28)$$

Deux signes sont possibles et déterminent le sens de rotation locale de la dépression (par convention, on prend  $\Delta \psi > 0$ ) et de l'anticyclone ( $\Delta \psi < 0$ ). Cette équation indique qu'on a

une variation spatiale de la fonction de courant due à de la vorticité locale.

La conservation de la vorticité absolue peut être également réexprimée en terme de fonction de courant :

$$\partial_t \Delta \psi + J(\psi, \Delta \psi) + \beta \partial_x \psi = 0$$

avec  $J$  l'opérateur jacobien de changement de référentiel (passage d'un système de coordonnées  $(x, y)$  à  $(\psi, \Delta \psi)$ ). Cela permet de montrer par exemple que les seuls endroits où on puisse avoir des tourbillons axisymétriques stationnaires sont les pôles. Il se trouve aussi qu'aux pôles de chaque atmosphère planétaire, ces tourbillons sont des dépressions. Sur Vénus, les vortex polaires ont un rôle particulièrement important dans la dynamique de l'atmosphère.

### III) Ecoulement barocline et notion de vorticité potentielle

Pour un fluide barocline sans viscosité, le cas est un peu plus général : il y a en plus création barocline de tourbillons car les gradients de densité et de pression ne sont plus alignés. On peut alors définir une vorticité scalaire, appelée vorticité potentielle, qui est la projection de la vorticité absolue sur les gradients des isentropes (ou de température potentielle).

Les surfaces isentropes sont souvent utilisées en physique des atmosphères car elles coïncident à peu près bien avec des surfaces matérielles et le gradient de ces surfaces est proche de la verticale locale (en situation de stratification stable). La vorticité potentielle est une grandeur générale très utilisée en physique des atmosphères. Elle s'exprime comme :

$$\eta = \vec{\nabla}_s \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{U} + 2\Omega_{locale} \vec{k}) \quad (1.29)$$

On peut montrer que cette vorticité potentielle est conservée dans l'écoulement, en l'absence de sources de chaleur et de viscosité ( $D_t \eta = 0$ ). C'est alors ce qu'on appelle un traceur de l'écoulement, au même titre que certains constituants passifs des atmosphères (cf. section précédente 1.2.1).

Dans un modèle de Saint Venant (cf. section 1.2.3), modèle à une couche d'atmosphère mais qui peut se généraliser à  $n$  couches verticales superposées, la vorticité potentielle se conserve également et s'écrit :

$$\eta = \frac{\nabla \wedge U + f}{h - h_{surf}} = (\nabla \wedge U + f) \frac{\partial \theta}{\partial P} \quad (1.30)$$

L'interprétation physique est plus directe et on voit ainsi que si l'épaisseur de la couche d'atmosphère  $h - h_{surf}$  augmente, la vorticité absolue augmente également en raison de l'étirement des tubes tourbillon. Si on se place à une latitude donnée, le paramètre de Coriolis est le même et une augmentation de la vorticité absolue se traduit alors directement par une augmentation de la vorticité relative ( $\vec{\nabla} \wedge \vec{U} > \vec{0}$ ), ce qui caractérise bien une dépression. Cette expression de la vorticité potentielle sera utilisée dans la suite, notamment lors de l'analyse des sorties du modèle Vénus (cf. section 5.6.4).

### 1.3 Décomposition de l'écoulement

Dans les atmosphères, on constate qu'il y a des tendances moyennes (circulation de Hadley sur Terre par exemple) et des perturbations qui s'y superposent (effets non-axisymétriques, non stationnaires, etc.) et qui s'expriment généralement par l'apparition d'ondes de natures diverses. On peut donc décomposer les champs de vent, température, géopotentiel, etc., en une partie moyenne (zonale et ou temporelle), donnant les moyennes eulériennes et des perturbations (non-axisymétriques et ou non stationnaires).

La moyenne temporelle s'écrit :

$$[x](\lambda, \phi, z) = \frac{1}{T} \int_0^T x(\lambda, \phi, z, t) dt \quad (1.31)$$

et la moyenne zonale :

$$\bar{x}(\lambda, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} x(\lambda, \phi, z, t) d\lambda \quad (1.32)$$

La partie non-axisymétrique s'écrit :  $x^* = x - \bar{x}$  et la partie non stationnaire :  $x' = x - [x]$  (ou transitoire). Sur Terre, la moyenne zonale est généralement adaptée aux mouvements de la stratosphère et la moyenne temporelle, au mouvements de la troposphère qui présente une grande variabilité temporelle. La difficulté sur Vénus est que les mouvements non stationnaires couvrent un large domaine temporel : les marées thermiques ont une période de l'ordre de la journée vénusienne, soit une centaine de jours terrestres, alors que les ondes de hautes fréquences sont de l'ordre de la journée terrestre.

Contribution des perturbations dans les équations générales. On va réécrire les équations générales (dynamique sur l'horizontale, dynamique sur la verticale ou équation hydrostatique, équation de continuité et équation de la chaleur) qui gouvernent les atmosphères en séparant les mouvements moyens des perturbations, et en moyennant en longitude. Le but est d'étudier les différentes contributions à l'écoulement global, à savoir l'écoulement moyen (cf. section 1.4) et les ondes (cf. section 1.5), puis d'évaluer les interactions et l'influence réciproque entre l'écoulement moyen et les perturbations qui se superposent (cf. section 1.6).

Les équations en sphérique (dans le cas général non stationnaire) s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} + \bar{v} \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - f \right] + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \bar{u} = - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{u'v'} \cos^2 \phi) - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_r \overline{w'u'}) + \bar{X} \\ \frac{\partial}{\partial t} \bar{v} + \frac{1}{a} \bar{v} \frac{\partial}{\partial \phi} \bar{v} + [f + \frac{\bar{u} \tan \phi}{a}] \bar{u} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \bar{v} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \bar{\Phi} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{v'^2} \cos \phi) - \frac{\overline{v'^2}}{a} \tan \phi - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_r \overline{w'v'}) + \bar{Y} \\ \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{R}{H} \bar{\theta} \exp^{-\frac{Raz}{H}} = 0 \\ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v} \cos \phi) + \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_r \bar{w}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \bar{\theta} + \frac{1}{a} \bar{v} \frac{\partial}{\partial \phi} \bar{\theta} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \bar{\theta} = - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{\theta'v'} \cos \phi) - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_r \overline{w'\theta'}) + \bar{Q} \end{cases} \quad (1.33)$$

où  $\partial z = -H \partial \ln P$  est la coordonnée verticale log-pression utilisée. Dans ce jeu d'équation, on a sorti la force centrifuge du géopotentiel.

On a séparé dans ce système d'équations, la circulation moyenne dans les termes de gauche, des termes faisant intervenir les fluctuations à droite qu'on désigne comme des termes de forçage. En effet, on considère que les perturbations forcent l'écoulement moyen

(advection par les perturbations appelées terme de Reynolds, qui correspond à un transport non linéaire du deuxième ordre) au même titre que les processus de dissipation ( $\bar{X}$ ,  $\bar{Y}$ ,  $\bar{Q}$ ).

**Les perturbations.** Les fluctuations représentent tous les écarts à la moyenne zonale, c'est à dire tous les effets non-axisymétriques et contiennent donc à la fois les écarts semi-permanents, tels que les ondes stationnaires, et les transitoires, qui fluctuent dans le temps. Ces derniers sont clairement visibles sur Terre par les systèmes dépressionnaires des moyennes latitudes.

Le système d'équations 1.33 est très important car il fait apparaître les dérivées spatiales des flux perturbés de quantité de mouvement et de chaleur.

- Le forçage sur le vent zonal s'exprime en flux zonaux de quantité de mouvement :  $\overline{u'v'} \cos \phi$  est le flux zonal de quantité de mouvement méridien et  $\rho_r \overline{w'u'}$  est le flux zonal de quantité de mouvement verticale.
- Le forçage méridien s'exprime en flux méridiens de quantité de mouvement :  $\overline{v'^2} \cos \phi$  est le flux méridien de quantité de mouvement méridien et  $\rho_r \overline{w'v'}$  est le flux méridien de quantité de mouvement verticale.
- Le forçage résultant de l'équation de la chaleur fait intervenir le flux méridien de chaleur  $\overline{\theta'v'} \cos \phi$  et le flux vertical de chaleur  $\rho_r \overline{w'\theta'}$ .

Ce sont donc les flux variables spatialement qui forcent l'écoulement moyen.

**Les processus de friction et forçages externes.** Les termes  $\bar{X}$ ,  $\bar{Y}$  et  $\bar{Q}$  regroupent très largement les forçages externes et les processus de friction : dissipation de la quantité de chaleur par des phénomènes diabatiques ( $F_{dia}$ , cf. équation 1.10) et diffusion de la quantité de mouvement par viscosité ( $F_{visq}$ , cf. équation 1.1), qui sont paramétrés dans les modèles numériques.

La difficulté réside dans la modélisation correcte de ces deux types de forçages, qui ne sont pas toujours clairement distincts, et qui pourtant sont de natures très différentes, puisque l'un concerne l'action des ondes et l'autre les mécanismes de friction ou l'impact de forces extérieures.

La stabilité statique de l'atmosphère augmente si il y a peu d'échanges turbulents verticaux donc par exemple si le temps de diffusion visqueux est faible. En effet, la friction a tendance à mettre l'atmosphère en corration. Par friction, on entend la viscosité moléculaire et la dissipation turbulente (de petite échelle) qui se traduit par une viscosité anisotrope (viscosité anisotrope causée par la stratification et les cisaillements de vents).

Sur Vénus, les effets de la viscosité sont très faibles au-dessus des nuages car le temps caractéristique de diffusion visqueux  $\tau_{visq} = \frac{H^2}{\nu} \sim 4.10^4 s$  ( $H \sim 2km$  et  $\nu \sim 10^2 m^2 s^{-1}$ ) est très grand devant le temps caractéristique des mouvements dynamiques verticaux  $\tau_{dyn} = \frac{H}{w} \sim 2000s$  ( $w$  de quelques mètres par seconde). Par contre, sous les nuages, la densité de l'atmosphère est multipliée par 100 environ et le temps de diffusion visqueux divisé de la même quantité.

La viscosité turbulente anisotrope est, quand à elle, plus compliquée à évaluer : elle correspond à un mécanisme physique encore assez mal connu qui consiste en une cascade non linéaire de l'énergie cinétique des grandes échelles vers les plus petites, appelé régime de Kolmogorov. Il se pourrait que sur Vénus, cette viscosité turbulente joue un rôle important dans le transport de l'énergie.

Pour résumer, plus on découple verticalement l'atmosphère de la planète solide, plus on stabilise l'atmosphère et plus la superrotation peut être maintenue en altitude dans l'atmosphère. Dans la section 5.2.3 (cf. Fig. 5.5), nous discuterons les profils verticaux typiques de stabilité pour Vénus.

## 1.4 Ecoulements moyens

### Introduction

Si on cherche l'état de base associée aux équations générales précédentes (ordre 0 de la théorie des perturbations), on va obtenir les solutions stationnaires d'un écoulement purement zonal, d'une circulation méridienne axisymétrique, sans termes de friction et sans forçage par les perturbations. C'est ce qu'on appellera la circulation moyenne.

Ces mouvements atmosphériques moyens sont gouvernés par certaines propriétés, qui sont la stratification en densité de l'atmosphère qui caractérise sa stabilité verticale et la rotation de la planète solide. Ces deux aspects sont à l'origine des principaux équilibres qui régissent la circulation moyenne de l'atmosphère. Le forçage thermique exercé par le soleil intervient dans la structure thermique et donc dans la stabilité de l'atmosphère, aussi bien verticalement qu'à l'échelle globale.

#### 1.4.1 Grands équilibres et forçages

##### I) Lois pour des fluides au repos

###### A) Equilibre hydrostatique

Une particule fluide au repos est soumise à la force de gravité et aux forces surfaciques de pression. A l'équilibre, ces deux forces se compensent. La force de gravité intervenant uniquement selon la verticale, les forces de pression qui interviennent sur l'horizontale s'annulent et il ne reste plus que l'équilibre hydrostatique selon la verticale :

$$\partial_z P_r = -\rho_r g \quad (1.34)$$

Les fluctuations de pression, qui correspondent à un petit écart par rapport à une pression de référence, satisfont aussi à l'équilibre hydrostatique (dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, cf. section 1.2.2) :

$$\partial_z \tilde{P} = \rho_r \gamma (s - s_r) \quad (1.35)$$

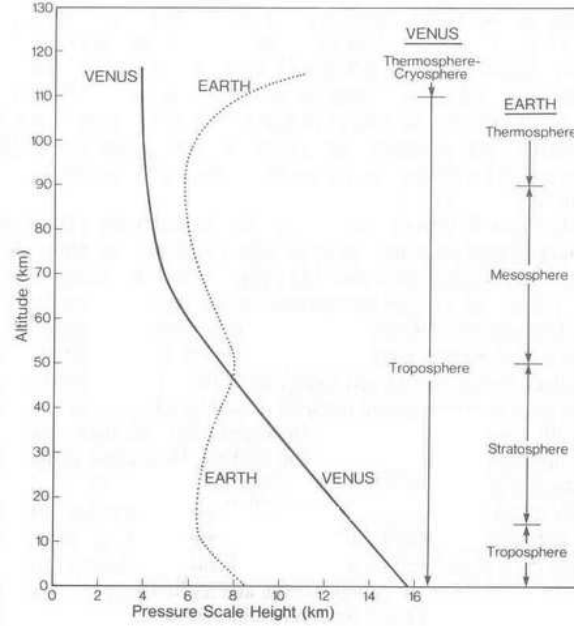
Pour un gaz parfait, on obtient directement l'expression de la pression :

$$P_r = P_o \exp\left(-\int_0^{+\infty} \frac{g}{R_a T(z)} dz\right) \quad (1.36)$$

avec  $P_o = P_s = P(z=0)$ , la pression de surface (cf. tableau 1.1).

Cet équilibre est donc déterminé par la connaissance du profil vertical de température  $T(z)$  et d'une condition limite  $P(z=0)$ . Dans les modèles numériques, on rentre initialement un profil de température  $T(z)$  et une valeur de la pression de surface.

On considère généralement que cet équilibre reste bien vérifié dans les fluides en mouvement, car les vitesses verticales sont généralement faibles par rapport aux vitesses horizontales pour des mouvements de grande échelle en moyenne spatiale. Cela exclut les phénomènes de convection dans les nuages par exemple. Dans les modèles numériques dits méso-échelles, où on peut étudier des processus s'effectuant sur des échelles horizontales plus petites que la résolution horizontale du modèle, les effets non-hydrostatiques sont alors à prendre en compte.



**Figure 1.5** – *Hauteurs d'échelle sur Vénus et la Terre.  $H$  pour Vénus est basée sur les mesures des sondes Pioneer Venus (Seiff et al., 1980).  $H$  pour la Terre est basée sur la "U.S. Standard Atmosphere" (1976).*

On a donc une équivalence directe entre la pression et la température à une altitude donnée. On introduit généralement l'échelle de hauteur (en m) :

$$H(z) = \frac{R_a(z)T(z)}{g} = \frac{RT(z)}{M_a(z)g} \quad (1.37)$$

Sur la Terre, pour une température moyenne de 250 K et une masse molaire moyenne de  $29 \text{ g mol}^{-1}$  (air sec avec essentiellement du diazote), l'échelle de hauteur vaut 8 km.

Sur Vénus, l'échelle de hauteur varie de 15 km près du sol à 2 km vers 70 km, pour une masse molaire de  $43.4 \text{ g mol}^{-1}$  (air sec avec essentiellement du dioxyde de carbone comme sur Mars) (cf. Fig. 1.5).

Sur Titan, l'échelle de hauteur est d'une vingtaine de kilomètres et sur Mars, d'une dizaine de kilomètres (cf. Table 1.2).

**Notion de stratification.** On appelle fluide stratifié, un fluide pour lequel la densité décroît exponentiellement avec l'altitude selon la loi de l'hydrostatique (par opposition à un

fluide uniforme de densité constante). L'atmosphère peut-être considérée comme un fluide stratifié dans la mesure où des couches de densité différentes se superposent verticalement.

**Notion de stabilité.** Expérimentalement, on peut obtenir un fluide stratifié dans une cuve dans laquelle on injecte continuellement un fluide de densité décroissante. On peut alors observer l'oscillation d'un élément d'une certaine densité placé en suspension dans le fluide "entre deux eaux" qu'on a perturbé de sa position initiale. La force de rappel, pour cet élément de fluide, est la poussée d'Archimède et la stabilité de l'équilibre hydrostatique sera déterminée par le gradient vertical d'entropie (ou de température potentielle) dans la cuve. La notion de stabilité signifie résistance au mouvement vertical d'une particule déplacée de sa position d'équilibre et placée dans un environnement déterminé par un gradient vertical d'entropie (ou de température potentielle).

**Les ondes de gravité.** Tout écart à l'équilibre hydrostatique peut générer une onde. Pour une particule qui est déplacée de sa position d'équilibre, et pour laquelle la force de rappel est la poussée d'Archimède, alors si on néglige les fluctuations de pression, les frottements dans l'équation 1.17 et les phénomènes diabatiques de l'équation 1.10, on obtient l'équation de propagation d'une onde ( $P$  est la pression,  $\gamma$  est défini dans la section 1.2.2,  $w$  est la vitesse verticale) :

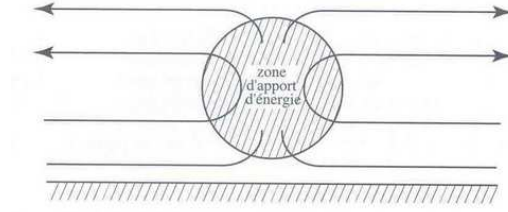
$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + w\gamma \frac{\partial s}{\partial z} = 0 \quad (1.38)$$

avec une fréquence d'oscillations verticales caractéristique donnée par :  $N^2 = \gamma \frac{\partial s}{\partial z} \simeq -\frac{g}{\rho_r} \frac{\partial \rho}{\partial z}$ , qui est appelée "fréquence de Brunt-Vaïssala". C'est l'oscillation d'une particule fluide soumise à la poussée d'Archimède exercée par les particules voisines, après une petite perturbation verticale de l'équilibre hydrostatique. Ces ondes, appelées ondes de gravité, peuvent se propager dans les atmosphères stratifiées stables si l'écoulement est perturbé à basse fréquence par exemple au-dessus d'un relief (ondes orographiques). De telles ondes peuvent jouer un rôle non négligeable dans les atmosphères de Vénus et Titan (cf. section 5.2.6).

### B) Réponse à un apport d'énergie et circulation méridienne engendrée

Un des forçages externes importants pour les fluides au repos est exercé par le soleil. Le chauffage solaire va directement provoquer une réponse de l'atmosphère. Les différences de chauffage solaire vont ainsi générer des circulations, que ce soit au niveau du globe ou localement (frontières entre continents et océans). Le chauffage de l'atmosphère dépend de la quantité d'énergie solaire reçue et de la manière avec laquelle cette énergie est traitée : celle-ci peut-être absorbée ou diffusée par le gaz. Cela dépend des propriétés intrinsèques du gaz (nature moléculaire du gaz, propriétés optiques, etc.) et fait intervenir la physique de l'interaction entre le rayonnement et la matière.

Un chauffage va se traduire par une augmentation d'entropie et l'équation de conservation de l'entropie (cf. équation 1.10) donne la réponse d'un fluide stratifié à un apport d'énergie  $F_{dia}$ . On cherche à étudier la mise en circulation et l'écoulement stationnaire qui



**Figure 1.6** – *Circulation engendrée par un chauffage.*

résulte de ce forçage pour un fluide à l'équilibre hydrostatique, et caractérisé par un profil d'entropie  $s(z)$  (ou de température potentielle). On peut considérer que ce fluide est perturbé par un chauffage sur une zone horizontale finie, et qui respecte la stabilité verticale du fluide ( $\partial_z s > 0$ ).

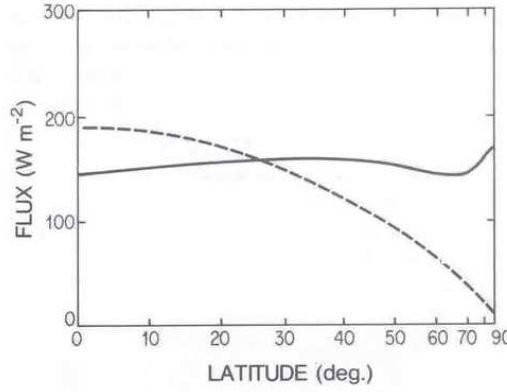
Sur Terre, un chauffage fort se produit au sommet de la stratosphère en raison de l'absorption forte de l'UV par l'ozone, ce qui définit d'ailleurs l'altitude de la stratopause (vers 50 km). Cette augmentation locale d'entropie entraîne, via l'équation hydrostatique, la formation d'une anomalie de pression positive en altitude (cf. équation 1.36). Cette anomalie de pression va engendrer une circulation horizontale (en latitude) divergente, qui va être compensée par une vitesse verticale ascendante sur toute la colonne d'atmosphère, selon l'équation de continuité (cf. équation 1.6). Il y aura donc un appel d'air vers le haut dans les régions équatoriales, où le chauffage net est plus fort qu'aux hautes latitudes à une altitude donnée. Cette différence de chauffage en latitude est due au fait que l'atmosphère absorbe plus d'énergie solaire qu'elle n'en réémet dans l'infrarouge dans les régions tropicales alors qu'aux hautes latitudes, l'atmosphère émet plus dans l'infrarouge qu'elle n'absorbe (cf. Fig. 1.6). Ceci est dû pour beaucoup au fait que la Terre est ronde et que globalement, la quantité d'énergie solaire reçue à un instant donné est plus grande à l'équateur. Il faut noter cependant qu'en moyenne sur la journée, les pôles reçoivent plus d'énergie solaire qu'à l'équateur, ce qui explique que la tropopause est plus élevée aux pôles. A une altitude donnée, l'anomalie de pression est donc plus faible aux hautes latitudes.

Il résulte de cet appel d'air vers le haut, un refroidissement des basses couches. Cela entraîne donc également la formation d'une anomalie de pression négative à la base, selon la relation de l'hydrostatique, qui engendre une circulation horizontale convergente près de la surface. A partir d'un certain moment, cela se stabilise et le refroidissement induit par la vitesse verticale dans les basses couches compense globalement le chauffage lié au forçage à plus hautes altitudes. L'atmosphère a donc répondu à ce forçage en créant une circulation de grande échelle convergente près de la surface vers la zone de forçage et divergente près du forçage dans les couches supérieures. Cette circulation de grande échelle s'appelle circulation de Hadley-Walker et se produit dans la stratosphère terrestre. Elle a été décrite de la sorte pour la première fois par Hadley en 1686.

Cette description très générale s'applique également pour les atmosphères de Vénus et Titan, dans le sens où des différences de chauffage en latitude génèrent une circulation méridienne moyenne de grande échelle. Sur la Figure 1.7 sont représentés, à titre d'exemple, les flux solaire et infrarouge de l'atmosphère vénusienne.

Comme nous allons le voir dans le chapitre qui suit, seule la rotation solide va modifier l'extension en latitude de cette cellule.





**Figure 1.7** – Variations latitudinales du flux solaire absorbé (ligne discontinue) et du flux infrarouge émis sur Vénus (ligne continue) ( $W m^{-2}$ ) (Tomasko et al., 1980b).

Ce type de circulation se rencontre également dans de nombreuses situations à des échelles plus petites, comme le phénomène de brise côtière, lié à la différence d'inertie thermique entre l'océan et le continent, la mousson indienne. Cette description n'est pas modifiée par la présence de nuages convectifs.

## II) Lois pour les fluides en rotation

Nous avons jusque là considéré le fluide au repos, associé à une planète fixe, et soumis à l'équilibre hydrostatique. Ce fluide pouvait être mis en mouvement par un chauffage solaire différentiel. Nous allons voir maintenant les grands équilibres qui découlent de l'influence de la rotation.

### A) Modèle de Hadley : influence de la rotation et conservation du moment cinétique

La circulation méridienne (qui s'effectue dans un plan altitude-latitude), va être sensible à la rotation de la planète. La force de Coriolis va modifier cette circulation de Hadley et expliquer par exemple l'origine des alizés.

Cela peut se voir aussi avec la conservation du moment cinétique : une particule fluide qui se dirige vers les pôles et se rapproche donc de l'axe de rotation, va tourner plus vite autour de l'axe des pôles. On donne souvent l'illustration d'une patineuse qui rapproche ses bras près du corps et qui tourne donc plus vite sur elle-même, par conservation du moment cinétique.

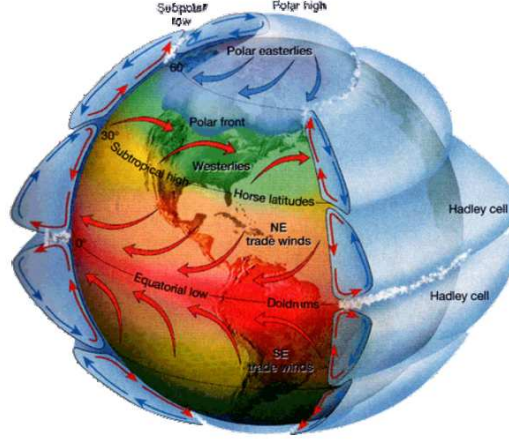
Le moment cinétique spécifique absolu  $\vec{m}_a$  d'une particule qui tourne autour de l'axe des pôles s'écrit :

$$\vec{m}_a = \vec{k} \cdot (\vec{s} \wedge \vec{U}_a) \quad (1.39)$$

où  $\vec{U}_a$  est la vitesse zonale absolue,  $\vec{s}$  la distance à l'axe ( $s = a \cos \phi$ ) et  $\vec{k}$  est la verticale locale indiquant l'axe des pôles. Si on décompose la vitesse absolue ( $U_a = u + \Omega a \cos \phi$ ), on obtient :

$$m_a = a \cos \phi (u + \Omega a \cos \phi) \quad (1.40)$$

où  $u$  est la vitesse zonale relative de la particule fluide et  $a$ , le rayon de la planète. Le moment cinétique spécifique d'entraînement est  $s^2\Omega$ , avec  $s = a \cos \phi$ .



**Figure 1.8** – Circulation de grande échelle sur Terre, avec la présence des alizés (vents d'est) dans les régions équatoriales liés à la branche retour de la cellule de Hadley, et des vents d'ouest aux moyennes latitudes (Site web : <http://la.climatologie.free.fr/troposphere/troposphere1.htm>).

Dans le modèle de Hadley, l'écoulement conserve une symétrie de révolution autour de l'axe des pôles. Les gradients zonaux de pression sont donc nuls et en l'absence de viscosité, le moment cinétique absolu d'une particule est conservé.

En utilisant la conservation du moment cinétique d'une particule qui se déplace d'une latitude  $\phi_o$  avec une vitesse zonale relative  $u_o$  vers une latitude  $\phi_1$  avec une vitesse zonale relative  $u_1$  (cf. équation 1.40), on a donc :

$$u_1 = u_o \frac{\cos \phi_o}{\cos \phi_1} + \Omega a \left( \frac{\cos^2 \phi_o}{\cos \phi_1} - \cos \phi_1 \right)$$

Une particule qui quitte l'équateur avec une vitesse zonale nulle, atteindra la latitude  $30^\circ$  avec une vitesse de  $\sim 120 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui fait penser au jet subtropical (vents d'ouest) qui existe sur Terre vers  $30^\circ$ . Cependant, avec ce modèle, on constate qu'une particule issue de l'équateur atteint les pôles avec une vitesse infinie et une particule issue des pôles atteint l'équateur avec une vitesse de  $430 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui n'est pas très réaliste. Le modèle de Hadley s'applique donc surtout dans les régions équatoriales où l'influence de la rotation planétaire n'est pas trop grande (paramètre de Coriolis nul à l'équateur, cf. équation 1.21). Sur Vénus, où la vitesse de rotation solide est plus faible, le modèle de Hadley devrait mieux fonctionner.

La branche retour de la cellule de Hadley dans les basses couches de l'atmosphère va être sensible aux effets de la rotation via la force de Coriolis et expliquer sur Terre la présence des alizés, ces vents d'est présents dans les régions équatoriales. Une illustration de la circulation terrestre est donnée sur la Figure 1.8.

Sur Terre, il faut donc trouver un mécanisme capable de redistribuer l'énergie et le moment cinétique au-delà de la zone équatoriale (au-delà de  $30^\circ$ ), malgré la forte rotation

d'entraînement de l'atmosphère aux hautes latitudes. La circulation méridienne crée un jet subtropical vers  $30^\circ$  et donc génère une zone barocline, dans le sens où il y a un fort cisaillement vertical de la vitesse. Dans cette zone, se développent des tourbillons horizontaux (dans le plan latitude-longitude), alternance d'anticyclones et de dépressions, qui traduisent l'importance d'effets non-axisymétriques à ces latitudes moyennes (entre  $30^\circ$  et  $60^\circ$ ). Les ondes planétaires de grande échelle qui se développent aux moyennes latitudes (perturbations par rapport à la moyenne zonale) prennent alors le relais et transportent vers les pôles l'énergie et le moment cinétique.

Le jet subtropical qui apparaît sur Terre aux moyennes latitudes (vers  $30^\circ$ ) est observé sur Titan à plus hautes latitudes (vers  $60^\circ$ ), en raison de la faible rotation solide, et la zone barocline n'est plus clairement visible. On aurait plutôt une zone barotrope, dans le sens où il y a un fort cisaillement latitudinal de vitesse et les pôles joueraient un rôle plus important.

### B) Nombres caractéristiques et notion d'écoulement dominé par la rotation

Pour évaluer les effets de la rotation, nous allons introduire des variables sans dimensions :  $U$  vitesse caractéristique,  $L$  longueur caractéristique,  $W=2\Omega$  fréquence caractéristique et  $\Omega$  rotation solide du corps solide. On adimensionne l'équation de conservation de la quantité de mouvement en repère tournant :

$$\partial_t \tilde{U} + R_o(\tilde{U} \cdot \nabla) \tilde{U} + k \wedge \tilde{U} = -\nabla \tilde{\Pi} + E \Delta \tilde{U}$$

où on a introduit le nombre de Rossby qui compare l'advection à la force de Coriolis :

$$R_o = \frac{U}{2\Omega L} \quad (1.41)$$

ainsi que le nombre d'Ekman :

$$E = \frac{\nu}{2\Omega L^2} \quad (1.42)$$

qui compare la force de viscosité et la force de Coriolis.

Les grandeurs tildées sont des grandeurs adimensionnées et  $\tilde{\Pi}$  représente la grandeur adimensionnée correspondant à un potentiel dans lequel on a regroupé le géopotentiel et les forces de pression.

Un écoulement sera "dominé par les effets de la rotation" si ces deux nombres sont petits devant 1. Les effets de la rotation se font sur des mouvements de grande échelle et contrairement à ce qu'on peut lire parfois, la force de Coriolis terrestre par exemple ne se fait pas sentir dans un siphon de lavabo.

Pour des mouvements atmosphériques de grande échelle sur Terre ( $U \sim 10 \text{ ms}^{-1}$ ,  $L \sim 10^6 \text{ m}$  et  $f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  global),  $R_o \sim 0.1$ . Sur Vénus,  $U \sim 100 \text{ ms}^{-1}$ ,  $L \sim 10^6 \text{ m}$  et  $f \sim 6.10^{-7} \text{ s}^{-1}$  global,  $R_o \sim 160$  et sur Titan,  $U \sim 100 \text{ ms}^{-1}$ ,  $L \sim 10^6 \text{ m}$  et  $f \sim 9.10^{-6} \text{ s}^{-1}$  global,  $R_o \sim 10$ . La dynamique de ces deux atmosphères ne sera pas dominée par la rotation, contrairement à la Terre.

Ces nombres caractéristiques vont nous permettre de faire des simplifications dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement et donc d'introduire les différents équilibres utiles à l'étude des atmosphères planétaires.

### C) Équilibres cyclostrophique et géostrophique

Dans l'équation de la quantité de mouvement en repère tournant, on constate que les termes dominants sont les forces liées à la rotation (forces centrifuge et de Coriolis) et les gradients de pressions ( $R_o \ll 1$ ,  $E \ll 1$ ). On obtient alors un équilibre très général qui prend en compte les équilibres cyclostrophique et géostrophique :

$$2\vec{\Omega} \wedge \vec{U} + \vec{\Omega} \wedge \vec{\Omega} \wedge \vec{OM} = -\frac{1}{\rho_r} \vec{\nabla} P \quad (1.43)$$

Dans une atmosphère stratifiée stable (ce qui est globalement le cas à grande échelle), la vitesse dominante est la vitesse horizontale (zonale) et l'équilibre se fait donc surtout dans un plan horizontal (latitude-longitude).

Si on projette selon la latitude, la force de rotation locale s'écrit :  $F_{rotation} = 2\Omega u \sin \phi + \frac{u^2 \tan \phi}{a}$ , où  $a$  est le rayon de la planète,  $u$  la vitesse zonale relative et  $\Omega$  la vitesse angulaire de rotation solide. Le premier terme est la projection sur l'horizontale de la force de Coriolis et le deuxième la projection de la force centrifuge. L'équilibre horizontal s'écrit alors :

$$2\Omega u \sin \phi + \frac{u^2 \tan \phi}{a} = -\frac{1}{\rho_r} \nabla_y P \quad (1.44)$$

où  $u = a\Omega_{locale} \cos \phi$  est la vitesse relative zonale.

Deux cas se présentent donc selon les intensités relatives des deux forces de rotation qui interviennent dans cet équilibre.

**a) Équilibre géostrophique.** Dans le cas où la force de Coriolis est grande devant le terme centrifuge, on obtient alors l'équilibre géostrophique :

$$2\Omega u \sin \phi = -\frac{1}{\rho_r} \nabla_y P$$

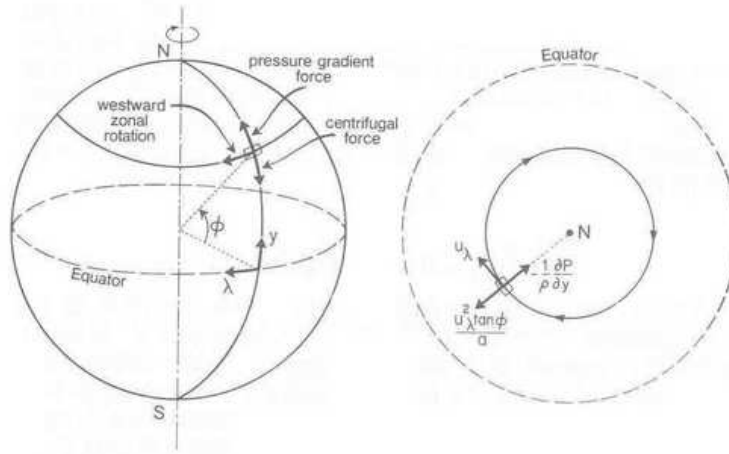
Cet équilibre est globalement observé sur **Terre** et la vitesse géostrophique est une bonne approximation de la vitesse réelle observée (en moyennant un peu dans le temps pour retirer les mouvements rapides). A l'équilibre géostrophique, les particules se déplacent horizontalement des hautes pressions vers les basses pressions à une altitude donnée et tournent autour des minima de pressions dans le sens de rotation cyclonique (dans le sens trigo) et autour des maxima de pressions dans le sens de rotation anticyclonique (dans le sens des aiguilles d'une montre) dans l'hémisphère nord (et vis-versa dans l'hémisphère sud). En fait, on peut montrer, pour l'atmosphère terrestre, que l'équilibre géostrophique correspond à un état asymptotique vers lequel tend le système quelques soient les perturbations autour de cet état d'équilibre (processus d'ajustement de la vitesse vers la vitesse géostrophique).

L'équilibre géostrophique n'explique pas complètement les écoulements horizontaux observés et on décompose généralement la vitesse horizontale en une vitesse géostrophique dominante, plus un écart à cette vitesse moyenne appelée vitesse agéostrophique qui est bien plus petite. On parle alors d'écoulements quasi-géostrophiques, qui prennent en compte la

faible non-stationnarité des équilibres géostrophiques. Cette non-stationnarité est due surtout à la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude et aux variations du forçage solaire. La vitesse agéostrophique permet par exemple d'expliquer sur Terre l'enroulement des particules autour des dépressions, les particules fluides sont attirées vers les dépressions dans les basses couches de l'atmosphère puis entraînées vers le haut. Cette vitesse agéostrophique tient compte, entre autres, des processus de frottements.

**b) Équilibre cyclostrophique.** Dans le cas où c'est le terme centrifuge qui domine sur la force de Coriolis, ce qui sera le cas pour les planètes en rotation très lente comme Vénus ou Titan, on obtiendra alors l'équilibre dit cyclostrophique où c'est la force centrifuge qui équilibre le gradient de pression (cf. Fig. 1.9) Leovy (1973) :

$$\frac{u^2 \tan \phi}{a} = -\frac{1}{\rho_r} \nabla_y P \quad (1.45)$$



**Figure 1.9** – Équilibre cyclostrophique pour le cas vénusien : le gradient horizontal de la pression est équilibré par la composante latitudinale de la force centrifuge (Schubert, 1983).

Le schéma 1.9, tiré de Schubert (1983), représente bien l'équilibre horizontal cyclostrophique. Si on projette l'équation sur l'horizontale, la composante latitudinale de la force centrifuge a pour effet de ramener les particules vers l'équateur. En effet, plus une particule s'éloigne de l'équateur, plus elle se met à tourner vite autour de l'axe des pôles et plus la composante latitudinale de la force centrifuge devient grande. Cette force s'oppose donc au gradient latitudinal de pression qui tend à enmener la particule vers les pôles dans la branche supérieure de la cellule de Hadley. Sur Terre, vers 30°, la circulation de Hadley prend fin car les effets de la rotation terrestre deviennent trop fort. Pour une planète qui tourne sur elle-même plus lentement comme Vénus, la circulation méridienne moyenne s'étendra plus loin vers les pôles.

#### D) Vent thermique

Les équilibres cyclostrophique et géostrophique établis dans la section précédente (cf. équation 1.43) peuvent être réexprimés en terme de température. Pour cela, on se place

dans une approximation de plan tangent (cf. section 1.2.4) où le gradient horizontal de pression sera équilibré par la composante horizontale de la force de rotation, et où l'équilibre hydrostatique sera vérifié sur la vertical.

En utilisant le fait que  $\Phi \simeq gz$ , on réexprime le terme de pression :

$$\left. \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial P}{\partial y} \right|_z = \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_P = \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}$$

Il est commun en physique des atmosphères d'utiliser la pression en coordonnée verticale car dans ce cas, on est sûr d'avoir un fluide incompressible (démonstration dans Sadourny, 2001). En se souvenant de l'équilibre hydrostatique, on peut introduire la coordonnée sans dimension suivante, qui s'apparente au rapport de l'altitude sur l'échelle de hauteur de pression :

$$\zeta = -\ln\left(\frac{P}{P_r}\right) = \frac{z - z_r}{H} \quad (1.46)$$

où on rappelle que l'échelle de hauteur  $H = \frac{R_a T}{g}$ , et  $z_r$  est une altitude de référence.

Avec ces nouvelles coordonnées, l'équilibre hydrostatique s'écrit :  $\frac{1}{g} \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho_r = \frac{\partial P}{\partial \Phi}$ , et en utilisant la loi des gaz parfaits,  $P = \rho_r R_a T$  et la définition de  $\zeta$ , on a :  $P \frac{\partial \Phi}{\partial P} = -\frac{P}{\rho_r} = -R_a T = -\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta}$ , d'où

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = R_a T \quad (1.47)$$

En différentiant l'équation 1.43 par rapport à  $\zeta$  et en substituant dans l'équation 1.47, on obtient :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial R_a T}{\partial \phi} = \frac{\partial}{\partial \zeta} (2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a})$$

En considérant que les vents à la surface sont nuls,  $u \sim 0$  (les vents sont généralement plus faibles à la surface en raison des frottements avec le sol), on obtient l'équation du vent thermique générale :

$$\int \frac{\partial \zeta}{a} \frac{\partial R_a T}{\partial \phi} = 2\Omega u \sin \phi + u^2 \frac{\tan \phi}{a} \quad (1.48)$$

Cette relation permet d'évaluer indirectement la structure des vents dans une atmosphère ( $u$ ), à partir du champ de température, la structure thermique d'une atmosphère étant facilement déterminée par inversion des mesures du rayonnement thermique infra-rouge émis par l'atmosphère. Cette équation présente deux solutions (dans le cas limite où  $a\Omega \ll u$ ), qui correspondent à deux sens opposés du vent zonal : l'une dans le sens opposé à la rotation solide de la planète et l'autre dans le même sens (en raison de la racine). Si aucune autre information n'est donnée sur les vents, il est alors difficile de savoir le sens du vent zonal. Une telle difficulté s'est présentée pour Titan, pour laquelle on a pendant quelques années ignoré le signe du vent zonal, avant que la sonde Huygens ne permette de mesurer les vents par effet Doppler avec l'orbiteur et la Terre.

En effet, d'autres techniques que le vent thermique permettent d'obtenir la structure du vent. En suivant le déplacement de certaines structures nuageuses, il est possible d'évaluer la vitesse du vent zonal ("cloud tracking"). Cette technique a été beaucoup utilisée pour Vénus, où des marques sombres se déplacent avec les nuages, mais pour d'autres planètes qui ne présentent pas suffisamment de structures, comme Titan, cette technique est difficile à utiliser. Une méthode fiable pour déterminer les vents consiste à les mesurer par effet Doppler. Cela peut se faire entre une sonde qui est larguée dans l'atmosphère et un orbiteur (ou la Terre), comme les mesures qui ont été faites par Huygens sur Titan.

#### E) Approche qualitative de la superrotation avec l'équation du vent thermique

Dans le cas purement cyclostrophique, l'équation du vent thermique s'écrit :

$$2u \frac{\partial u}{\partial \zeta} = - \frac{a}{\tan \phi} \frac{\partial T}{\partial \phi} \quad (1.49)$$

Cette équation donne une première approche qualitative du phénomène de superrotation :

- Dans la troposphère (sur Vénus et Titan par exemple), la température à l'équateur sera supérieure à la température au pôle. Nous aurons donc  $\partial_\phi T < 0$ , d'où  $\partial_\zeta u > 0$  et donc le vent zonal devra croître avec l'altitude. C'est précisément ce qui est observé.
- Dans la mésosphère sur Vénus et dans la stratosphère sur Titan, c'est l'inverse qui aura lieu : la température étant plus élevée au pôle qu'à l'équateur. Nous aurons donc  $\partial_\phi T > 0$ , d'où  $\partial_\zeta u < 0$  et donc le vent zonal devra décroître dans cette région, ce qui est également ce qu'on observe et modélise avec la décroissance de la superrotation dans celle-ci (cf. sections 4.6.3 et 5.2.3).

### 1.4.2 Approximation hydrostatique

#### I) Lois d'échelle et forçages (rotation, stratification)

Comme précédemment (cf. section 1.4.1.II.B), où on avait introduit les nombres caractéristiques quantifiant les effets de la rotation, nous allons faire une analyse d'échelle sur l'équation de l'entropie pour quantifier cette fois les effets de la stratification et sur l'équation du mouvement verticale pour comparer les effets de la stratification et ceux de la rotation. On rappelle que les grandeurs caractéristiques introduites sont :  $U$  vitesse caractéristique,  $H$  hauteur caractéristique, et  $W$  fréquence caractéristique.

##### a) Importance de la stratification.

En adimensionnant l'équation de l'entropie (cf. équation 1.13 sans les termes diabatiques), on a sur la verticale :

$$Fr \epsilon U \partial_t \tilde{s} + W \tilde{\omega} \partial_z \tilde{s} = 0$$

où on introduit le nombre de Froude qui exprime l'importance des effets de la stratification :

$$Fr = \frac{U}{NH} \sim \frac{U}{\sqrt{gH}} \quad (1.50)$$

La fréquence de Brunt-Väisälä  $N$  remplace alors la fréquence de Coriolis qui apparaissait dans le nombre de Rossby (cf. équation 1.41). Pour des petits nombres de Froude, l'atmosphère est dominée par la stratification verticale.

Sur Terre, pour  $U \sim 10\text{ms}^{-1}$ ,  $H \sim 10\text{km}$  et  $N \sim \frac{g}{H} \sim 10^{-2}\text{s}^{-1}$ , on a  $Fr \sim 0.1$ . Sur Vénus, au sommet des nuages,  $U \sim 100\text{ms}^{-1}$ ,  $H \sim 2\text{km}$  et  $N \sim 4.10^{-3}\text{s}^{-1}$ ,  $Fr \sim 10$  et près du sol,  $U \sim qq\text{ms}^{-1}$ ,  $H \sim 15\text{km}$  et  $N \sim 6.10^{-4}\text{s}^{-1}$ ,  $Fr \sim 0.1$ . L'atmosphère sur Vénus semble donc assez stratifiée dans la troposphère et un peu moins en altitude en raison de la forte superrotation zonale. Sur Titan, au niveau des jets, on a  $U \sim 100\text{ms}^{-1}$ ,  $H \sim 20\text{km}$  et  $N \sim 4.10^{-3}\text{s}^{-1}$  (en moyenne), ce qui donne un nombre de Froude  $Fr \sim 0.8$ . L'atmosphère de Titan est également stratifiée.

b) Comparaison entre les effets de la stratification et la rotation.

On introduit également le rayon de déformation qui compare les effets de la stratification et les effets de la rotation :

$$R_d = \frac{NH}{2\Omega} \sim \frac{\sqrt{gH}}{2\Omega} \quad (1.51)$$

Ce paramètre permet de lier les échelles verticale et horizontale par l'intermédiaire de la stratification et de la rotation.

Un autre paramètre adimensionné est parfois introduit pour comparer les différents régimes d'énergie, appelé le paramètre de Burger :  $Bu = (\frac{R_d}{L})^2 = \frac{gH}{f^2 L^2} = \frac{E_c}{E_p}$  (avec  $L$ , longueur caractéristique,  $E_c$  énergie cinétique et  $E_p$  énergie potentielle). Il donne le rapport entre l'échelle du mouvement et celle donnée par le rayon de déformation. Si les mouvements ont une échelle horizontale caractéristique plus petite que le rayon de déformation, l'écoulement sera dans un régime d'énergie potentielle  $E_p$ , c'est à dire qu'il présentera un régime d'ondes de hautes fréquences et la force de Coriolis sera faible. Dans le cas contraire, l'écoulement sera dans un régime d'énergie cinétique  $E_c$  et l'écoulement s'organisera en grand tourbillons, et des ondes dues à la rotation pourront alors être visibles.

- Une illustration peut être faite avec une goutte d'eau qu'on fait tomber dans une cuve d'eau en rotation. Près du lieu de la chute, il y a transfert de l'énergie potentielle qu'avait la goutte en énergie cinétique et les effets de la rotation ne se font pas beaucoup sentir. On observe à cet endroit les oscillations de la surface libre. Assez loin du point de chute, la rotation locale du fluide a augmenté et la force de Coriolis devient plus importante. Le fluide s'organise alors en un grand mouvement de rotation autour de l'axe de rotation de la cuve.
- Le lien peut être fait avec la rotation d'une atmosphère. En effet, dans la cuve en rotation sous l'effet de la force centrifuge, la surface libre se stabilise sous forme d'une parabole et la variation de l'épaisseur du fluide est alors reliée à la variation du paramètre de coriolis : au centre de la cuve en rotation, au minimum de la hauteur du fluide, la force de coriolis est nulle et peut représenter l'équateur alors que sur les bords de la cuve, au maximum de hauteur de fluide, la force de coriolis est maximale et est associée au pôle (une cuve en rotation ne représente qu'un hémisphère). L'analogie peut donc être faite : aux pôles, la force de Coriolis est la plus forte et l'écoulement s'organise sous forme d'un vortex polaire alors qu'aux moyennes latitudes, on peut observer la présence d'ondes de Rossby par exemple, par l'alter-



nance des hautes et basses pressions. Près de l'équateur, des ondes de plus hautes fréquences seront observées (cf. section 1.5). Cette échelle est donc utile pour l'étude des ondes de Rossby et c'est pourquoi elle est aussi appelée échelle de déformation de Rossby.

Sur Terre,  $N \sim 10^{-2}s^{-1}$ ,  $H \sim 10km$  et  $f \sim 10^{-4}$  global, ce qui donne un rayon de déformation  $R_d \sim 10^6$ .  $L \sim 1000km$  est environ 100 fois plus grand que  $H$ . Sur Vénus, au sommet des nuages, on a  $N \sim 4.10^{-3}s^{-1}$ ,  $H \sim 2km$  et  $f \sim 6.10^{-7}$  global,  $L \sim 10^4km$  et près du sol, on a  $N \sim 6.10^{-4}s^{-1}$ ,  $H \sim 15km$ , même valeur. Le rayon de déformation ( $R_d \sim 10^7$ ) est donc globalement 10 fois plus grand sur Vénus que sur la Terre, ce qui est logique puisque les effets de rotation par rapport à la stratification sont moindres. Sur Titan, on a en moyenne  $N \sim 4.10^{-3}s^{-1}$ ,  $H \sim 20km$  et  $f \sim 10^{-5}$ , ce qui donne un rayon de déformation  $R_d \sim 8.10^6$ , proche de celui de Vénus.

## II) Ecoulement moyen de grande échelle

Les deux grands équilibres pour un écoulement moyen qui ressortent de ces études pour des atmosphères en rotation est l'équilibre "cyclo-géostrophique" sur l'horizontal (cf. équation 1.33) :  $[f + \frac{\bar{u} \tan \phi}{a}] \bar{u} = \frac{1}{a} \partial_\phi \bar{\Phi}$  et l'équilibre hydrostatique sur la verticale :  $\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{R}{H} \bar{\theta} \exp^{-\frac{R_g z}{H}} = 0$ . C'est ce qu'on appelle l'approximation hydrostatique. Pour des écoulements dont l'échelle horizontale est grande devant l'échelle verticale (approximation couche mince) mais qui reste plus petite que le rayon terrestre, on pourra utiliser l'approximation hydrostatique (atmosphère dominée par la stratification verticale), ainsi que l'approximation plan  $\beta$ . Ces écoulements correspondent à des mouvements de grande échelle, qui sont caractérisés par les deux équilibres rappelés ci-dessus ainsi que par la présence des ondes de moyennes latitudes, des marées et des ondes équatoriales. Nous avons vu que ces deux grands équilibres peuvent se combiner pour donner ce qu'on appelle l'équilibre du vent thermique (cf. section 1.4.1.II.D), qui montrait qu'un écoulement purement zonal pouvait être obtenu par un gradient latitudinal de température.

Pour des mouvements de petites échelles, la vitesse verticale peut être grande et l'approximation hydrostatique n'est alors plus vérifiée. Cela concerne les mouvements turbulents de la troposphère que nous n'étudierons pas, ainsi que les ondes de gravité qui sont des ondes se développant sur un maillage spatial assez fin.

Globalement, les atmosphères des planètes en rotation lente comme Vénus et Titan suivent les mêmes lois que celles qui régissent l'atmosphère terrestre à ceci près que les forces de rotation n'ont pas la même intensité. Dans la deuxième partie de cette thèse, nous étudierons donc les caractéristiques de ces écoulements de grande échelle sur Vénus et Titan, en gardant en tête ce qui se passe sur Terre.

## 1.5 Grandes familles d'ondes

### Introduction

Dans la section précédente, nous avons exposé les grands équilibres qui gouvernent l'écoulement moyen. Les perturbations par rapport à ces grands équilibres génèrent des ondes de nature différente qui sont couplées à l'écoulement moyen. Dans cette section, nous donnerons les grandes familles d'ondes associées à ces grands équilibres, et caractérisées par des forces de rappel propres. Nous négligerons ici les ondes dues à la compressibilité du milieu comme les ondes sonores qui ne seront pas présentes dans notre étude des milieux dans l'approximation de Boussinesq et ne seront également pas présentes dans les modèles numériques.

Un premier type d'ondes est dû à l'influence aussi bien gravitationnelle que thermique du soleil. Ces perturbations sont associées au phénomène de marées. Nous présenterons dans la section 1.5.1 les principales caractéristiques de ces marées sans entrer profondément dans la théorie.

Dans une atmosphère au repos, nous aurons des ondes dues à l'éventuelle stratification stable du milieu où la force de rappel sera la poussée d'Archimède (cf. section 1.4.1.A).

Dans un repère tournant, il existe une autre catégorie d'ondes : les ondes dues à la rotation. Dans ce cas, la force de rappel sera la force de Coriolis. Nous aurons les ondes inertielles dans le cas où le paramètre de Coriolis  $f$  est constant et les ondes de Rossby dans le cas où l'on prend en compte la variation de  $f$  avec la latitude (cf. approximation plan  $\beta$ , section 1.2.3). Enfin, dans le cas général, il existe des modes mixtes, tels que les ondes d'inertie-gravité ou les ondes mixtes Rossby-gravité, pour lesquelles les forces de rappel sont simultanément la poussée d'Archimède et la force de Coriolis. Ce sont ces ondes dues à la rotation que nous allons présenter puis étudier dans le cas de Vénus (cf. section 5.7.1).

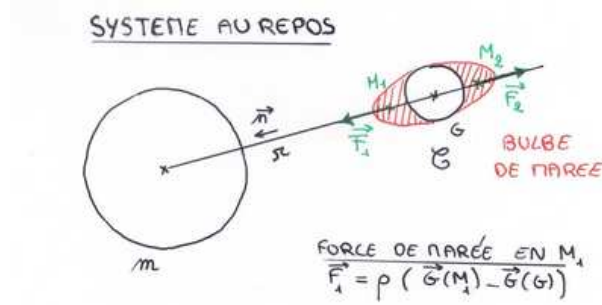
Dans d'autres atmosphères planétaires, les propriétés générales des ondes que nous allons décrire ne seront pas foncièrement modifiées mais seront valables dans des domaines plus ou moins larges et avec des intensités plus ou moins fortes, en raison surtout des différences de rotation solide. Le forçage radiatif influe indirectement sur les ondes par la circulation générale qu'il va engendrer et des modifications dans le transfert radiatif entre différentes atmosphères n'induiera donc pas des modifications profondes dans la description des ondes. Nous retrouverons donc sur Vénus, le même type d'ondes mais avec des fréquences un peu différentes que sur Terre.

#### 1.5.1 Les marées (thermiques et gravitationnelles)

Les marées sont un ensemble de déformations dans les atmosphères, causées par une perturbation différentielle de chacune des couches de celle-ci. Leurs effets se traduisent par un échange de moment cinétique avec ce corps perturbateur et il est donc important de les discuter dans le cadre de ce travail. Ces forces interviendront dans ce que nous avons appelé "forces extérieures",  $\vec{F}_{ext}$  ( $\vec{F}_{dia}$ , cf. section 1.10 et  $\vec{F}_{visq}$ , cf. section 1.1). Elles ont deux origines différentes :

- Une origine gravitationnelle : la déformation est provoquée par une attraction gravitationnelle différentielle sur chaque couche, de la surface au sommet de l'atmosphère.
- Une origine thermique : la déformation est provoquée par le chauffage différentiel de l'atmosphère par le soleil.

a) La marée gravitationnelle



**Figure 1.10** – *Couple de marées gravitationnelles pour un système au repos.*

Considérons d'abord le système au repos. On prend un corps C solide ou liquide de centre de gravité G, qui va être perturbé gravitationnellement par un corps m. Pour ce système à deux corps, il existe deux champs de gravité importants :

- $\vec{G}(G)$  : Le champ de gravité appliqué par m au point G.
- $\vec{G}(M_i)$  : Le champ de gravité appliqué par m en un point  $M_i$ .

On définit alors l'accélération de marée par :

$$\vec{\gamma}_M = \vec{G}(M) - \vec{G}(G) \quad (1.52)$$

d'où la force de marée associée au point  $M_i$  :

$$\vec{F}_{M_i} = \rho(\vec{G}(M_i) - \vec{G}(G)) \quad (1.53)$$

La force de marée est donc une force différentielle qui est due au caractère étendu du corps C étudié. Cette force de marée gravitationnelle s'applique autant sur la planète solide que sur l'atmosphère.

Dans le cas d'une masse fluide seule et qui ne tourne pas, la loi de densité ne dépendra que de la coordonnée radiale r, la masse n'étant soumise qu'à sa seule gravité. Dans le cas où il y a un compagnon (comme le Soleil par exemple pour Vénus, la lune pour la Terre et Saturne pour Titan), la densité dépendra simultanément des trois coordonnées  $r, \phi, \lambda$ . On a donc :

$$\vec{G}(M) = \vec{G}_{corps\ seul}(r) + \vec{G}_{maree}(r, \phi, \lambda)$$

or, d'après le théorème de Gauss pour la gravitation :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{G}(M)) = -4\pi G\rho \quad (1.54)$$

d'où :

$$\rho_{total}(M) = \rho_{corps\ seul}(r) + \rho_{maree}(r, \phi, \lambda) = f(r, \phi, \lambda) \quad (1.55)$$

On obtient donc bien une loi de densité non radiale et l'apparition d'un "bulbe de marée". Ce bulbe se caractérise par une assymétrie de la masse dirigée selon la ligne des centres, c'est à dire la ligne qui relie les centres de gravité du corps perturbateur et du corps perturbé.

Lorsque le système est en mouvement, divers processus vont intervenir, comme les mécanismes de dissipation et de rotation, et modifier ainsi le système jusqu'à l'obtention d'une situation stable. Ces modifications se font sur des échelles de temps astronomiques.

A l'instant initial (formation du système solaire), était le chaos et chaque objet du système solaire avait des paramètres orbitaux obtenus de manière aléatoire : les objets ont des orbites plutôt elliptiques, sont inclinés par rapport au plan de référence des orbites (obliquités non nulles) et n'ont aucune raison d'être synchronisés entre eux (les périodes orbitales et de spins des objets ne sont pas identiques). Cet état est instable et n'est pas un état d'énergie minimale. Il devra tendre vers un état plus stable qui est le suivant : les orbites seront circulaires, les spins des différents corps seront parallèles au spin de l'orbite et les mouvements propres des objets seront synchronisés avec le mouvement orbital (période orbitale de l'objet perturbé sera égale à la période de rotation propre de l'objet perturbateur et la période propre de rotation de l'objet perturbé sera également égale à la période orbitale de ce même objet). Pour arriver à cet état, il aura fallu dissiper le surplus d'énergie cinétique. Il nous faudra donc des phénomènes de dissipation. Dans le cas d'un fluide, c'est la viscosité qui jouera ce rôle.

Ce phénomène de dissipation va jouer un rôle très important dans le phénomène de marée. En effet, s'il n'y a pas de frottements, le bulbe de marée serait toujours dirigé selon la ligne des centres et le couple exercé sur ce dernier par m (objet perturbateur) serait de moyenne temporelle nulle sur une période de révolution orbitale. Dans le cas réel, le frottement induit un angle  $\alpha$  entre la direction du bulbe et la ligne des centres. Cet angle est paramétré en fonction des processus dissipatifs et donc principalement de la viscosité de l'atmosphère. On appellera cet angle, angle de marée. Un couple s'exerce alors de façon à faire tendre le système vers son état le plus stable.

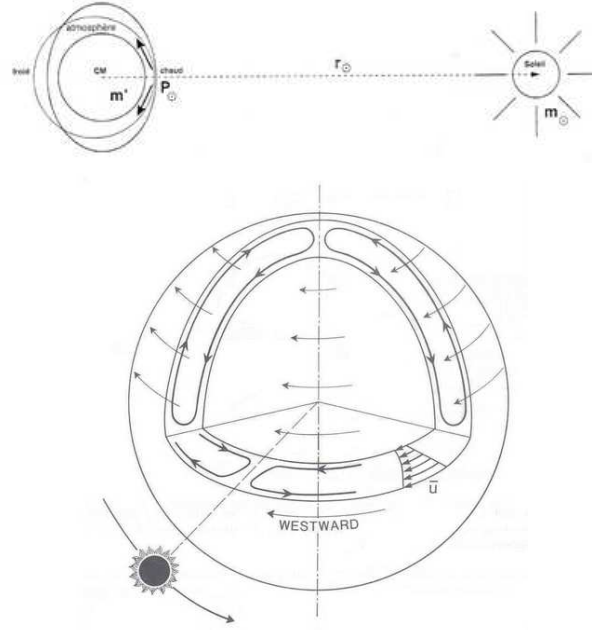
Cependant, pour avoir une compréhension globale du phénomène de marée, il faut tenir compte d'un dernier facteur : la rotation du corps sur lui-même ( $\Omega$ ). Revenons au cas d'un système à deux corps. Deux cas se présentent, où  $\omega_{orb}$  représente la vitesse de rotation orbitale de l'objet perturbé (cf. Schéma 1.10) :

- $\omega_{orb} > \Omega$ . Pour synchroniser, on voudrait que la vitesse de rotation propre de la planète ( $\Omega$ ) soit égale à la vitesse orbitale ( $\omega_{orb}$ ). Dans ce cas, le couple de marée va donc tendre à augmenter la vitesse de rotation propre de la planète.
- $\omega_{orb} < \Omega$ . En utilisant le même raisonnement, le couple de marée va donc tendre à diminuer la vitesse de rotation propre de la planète.

Le cas actuel de Vénus est particulier puisqu'elle tourne plus lentement sur elle-même qu'elle ne tourne autour du soleil. Elle se situerait donc a priori dans le premier cas, et sa vitesse de rotation propre serait en train d'augmenter. Il est possible que les marées gravitationnelles aient joué un rôle pour l'obtention des paramètres orbitaux actuels de Vénus, ainsi que dans la rotation rétrograde. Jacques Laskar aurait alors le premier suggéré le rôle des marées gravitationnelles dans le phénomène de superrotation de l'atmosphère de Vénus et l'importance de la rotation rétrograde dans les processus de transport de moment

cinétique de la planète solide vers l'atmosphère de Vénus.

b) la marée thermique



**Figure 1.11** – *En haut : principe de la marée thermique : le chauffage de l'atmosphère diminue avec la distance au soleil  $P_0$  ce qui engendre des gradients de pression. La masse atmosphérique se redistribue alors pour équilibrer la pression locale. En bas : illustration des mouvements qui pourraient maintenir la superrotation sur Vénus : la marée thermique avec la circulation subsolaire-antisolaire associée et la circulation méridienne moyenne (Hunten et al., 1983).*

L'atmosphère d'une planète va être soumise au chauffage du Soleil et d'autant plus fort que la planète est proche du Soleil. Les variations locales de température qui en résultent engendrent alors des variations de pression selon la loi des gaz parfaits. Les gradients de pression ainsi créés génèrent à leur tour en permanence une redistribution de masse atmosphérique de façon à revenir à l'équilibre de pression, sous forme de bulbe de marée thermique. Plus précisément, la température et la pression étant élevées au point subsolaire (pour lequel le Soleil est au zénith), l'atmosphère a tendance à être repoussée hors de la région ensoleillée. Dans le cas de Vénus, il en résulte une circulation mésosphérique allant du point sub-solaire vers le point anti-solaire (cf. Fig. 1.11). Sur Terre, on peut observer également des marées atmosphériques (signal diurne et semi-diurne dans les champs de température et de pression).

La marée thermique sera, de la même façon que la marée gravitationnelle, soumise à une dissipation par viscosité d'où l'application d'un couple de marée. Nous allons montrer qu'une redistribution de pression peut induire une redistribution de la masse atmosphérique. Pour cela, on reprend l'équation de Navier-Stokes, en se plaçant dans un régime quasi-hydrostatique avec  $\vec{F}_{ext} = \vec{\nabla}U_{MT}$ , où  $U_{MT}$  est un potentiel de marée thermique, et en ne considérant ni les forces de rotation, ni la marée gravitationnelle. On a alors :

$$\frac{\vec{\nabla}P}{\rho_r} = \vec{\nabla}\Phi + \vec{\nabla}U_{MT}$$

Comme  $g \gg U_{MT}$ , le potentiel de marée thermique n'est qu'une perturbation d'ordre 1 par rapport à l'équilibre hydrostatique sans marée thermique, on peut donc linéariser l'équation précédente en posant :

$$\begin{cases} P = P_o + P_1 \\ \rho = \rho_o + \rho_1 \\ \Phi = \Phi_o + \Phi_1 \end{cases}$$

On obtient alors pour l'ordre 0 et pour l'ordre 1 :

$$\begin{cases} \vec{\nabla}P_o = \rho_o \vec{\nabla}\Phi_o \\ \vec{\nabla}P_1 = \rho_o \vec{\nabla}\Phi_1 + \rho_1 \vec{\nabla}\Phi_o + \rho_o \vec{\nabla}U_{MT} \end{cases}$$

On a donc finalement la perturbation en densité à l'ordre 1 :

$$\rho_1 = \frac{1}{\|\vec{\nabla}\Phi_o\|^2} (\vec{\nabla}P_1 - \rho_o \vec{\nabla}\Phi_1 + \rho_o \vec{\nabla}U_{MT}) \cdot \vec{\nabla}\Phi_o$$

Ceci explique de manière rudimentaire comment une variation de pression sous l'influence d'un potentiel, dit de marée thermique,  $U_{MT}$ , crée une redistribution de densité. Cette redistribution de densité va induire une circulation du point chaud vers le point froid (subsolaire-antisolaire). Ce type de circulation est clairement observé sur Vénus qui est soumise à un chauffage différentiel fort. Cette circulation subsolaire-antisolaire fortement non-axisymétrique est observée dans la mésosphère vénusienne (au-delà de 80 km environ) (cf. section 5.2.6). Le maximum de vent zonal sur Vénus prend donc place dans une zone de transition entre un régime de circulation en moyenne axisymétrique jusqu'au sommet des nuages et un régime de circulation subsolaire-antisolaire non-axisymétrique (cf. Schéma 1.11).

### 1.5.2 Les ondes d'inertie-gravité

Les ondes d'inertie-gravité correspondent à la deuxième grande classe d'écoulement après l'écoulement moyen caractérisé par l'équilibre "cyclo-géostrophique" et l'équilibre hydrostatique pour les fluides en rotation.

On cherche à obtenir l'équation qui gouverne les oscillations induites par une petite perturbation d'un état de base, ainsi que la relation de dispersion caractéristique de cette perturbation. Cette relation de dispersion indique si la perturbation a un caractère ondulatoire, c'est à dire que cette perturbation est entretenue (système ouvert), ou bien si elle est amortie (absorption par le milieu) ou amplifiée (instabilités).

On part d'un état de base caractérisé par son profil d'entropie  $\bar{s}(z)$  (ou de température), qui vérifie l'équilibre hydrostatique (la pression de l'état de base correspond à une fluctuation de pression) :  $\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = \rho_r \gamma (\bar{s} - s_r)$ . Le paramètre de Coriolis est constant et vaut  $f_o$  (on se place assez loin de l'équateur) et  $\bar{N}$  est la fréquence de Brunt-Väisälä de l'état de base. A partir de cet état de base, on linéarise l'équation 1.17 en posant :

$$\begin{cases} P = \bar{P} + \tilde{P} \\ s = \bar{s} + \tilde{s} \\ U = \bar{U} + \tilde{U} \end{cases}$$

et on obtient (les termes d'advection disparaissent dans la linéarisation, si on ne garde que l'ordre 1) les équations du mouvements selon l'horizontal et la vertical :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{U}_h}{\partial t} + f_o k \wedge \tilde{U}_h + \frac{1}{\rho_r} \nabla_h \tilde{P} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} - \gamma \tilde{s} = 0 \end{cases}$$

en introduisant la perturbation de la vorticité relative verticale :  $\tilde{\zeta} = \partial_x \tilde{v} - \partial_y \tilde{u}$  et la perturbation de la divergence horizontale :  $\tilde{\delta} = \partial_x \tilde{v} + \partial_y \tilde{u}$ .

On obtient le système d'équations linéarisées :

$$\begin{cases} \partial_t \tilde{\zeta} + f_o \tilde{\delta} = 0 \\ (\partial_t \tilde{\delta} - f_o \tilde{\zeta}) + \frac{1}{\rho_r} \Delta_h (\tilde{P}) \\ \tilde{\delta} + \partial_z \tilde{w} = 0 \\ \partial_t \tilde{s} + \tilde{w} \partial_z \bar{s} = 0 \end{cases}$$

Ces équations peuvent être recombinaées pour s'exprimer en terme d'énergie totale des perturbations  $\tilde{E} : \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\tilde{P} \tilde{U}) = 0$ , avec  $\tilde{E} = \frac{1}{2} \rho_r (U^2 + \frac{\gamma^2}{N^2} \tilde{s}^2)$  (U, vent zonal), où on voit clairement apparaître les énergies potentielle ( $\tilde{E}_p = \frac{1}{2} \rho_r \frac{\gamma^2}{N^2} \tilde{s}^2$ ) et cinétique ( $\tilde{E}_c = \frac{1}{2} \rho_r U^2$ ) des perturbations. Dans un mouvement ondulatoire, il y a échange entre ces deux formes d'énergie (Sadourny, 2001).

En combinant les équations ci-dessus entre elles pour éliminer la pression et l'entropie, on obtient l'équation qui gouverne les oscillations (w est la vitesse verticale,  $f_o$ , paramètre de Coriolis lié à la rotation et N, la fréquence de Brunt Vaïসাala liée à la stratification) :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + f_o^2 \right) \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial z^2} + \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \bar{N}^2 \right) \Delta_h \tilde{w} = 0 \quad (1.56)$$

Pour  $\bar{N} = Cte = N_o$ , cette équation admet des ondes planes comme solution. Puisque la vitesse verticale est nulle à la surface (w=0 en z=0), on cherche des solutions sous la forme :

$$w(x, y, z, t) = \hat{w} \sin(mz) \exp i(kx + ly - \omega t)$$

avec m, nombre d'onde vertical, k, nombre d'onde zonal, l, nombre d'onde méridien et  $\omega$ , la fréquence absolue des ondes.

L'équation de dispersion s'écrit alors :

$$\omega^2 = \frac{N_o^2(k^2 + l^2) + f_o^2 m^2}{k^2 + l^2 + m^2} \quad (1.57)$$

avec  $f_o < \omega < \bar{N}$ .

La fréquence absolue de ces ondes  $\omega$  est donc comprise entre la pulsation de Coriolis ( $f_o = 2\Omega$ ) et la fréquence de Brunt-Vaïসাala N, et correspond donc à des modes rapides.

Ces ondes sont très générales, au même titre que l'équilibre "cyclo-géostrophique". Elles sont aussi appelées ondes de Poincaré. Dans le cas, où la fréquence absolue tend vers la pulsation de Coriolis, on aura des ondes inertielles et dans l'autre extrême, des ondes de gravité.

### 1.5.3 Ondes équatoriales (ondes de Kelvin et ondes mixtes Rossby-gravité)

Pour dériver les ondes équatoriales, on se place toujours dans le modèle de Saint Venant. On est obligé cette fois de tenir compte des variations du paramètre de Coriolis avec la latitude et on prend un plan centré sur l'équateur ( $\beta$  plan équatorial :  $f = \beta y$ ).

Les équations linéarisées s'écrivent (cf. équations 1.20 et 1.19) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - \beta y \tilde{v} + g \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \beta y \tilde{u} + g \frac{\partial \tilde{h}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + c^2 \left( \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right) = 0 \end{cases}$$

avec  $c = \sqrt{gh_r}$  et  $\tilde{u}$ ,  $\tilde{v}$ ,  $\tilde{h}$ , les perturbations de la vitesse zonale, méridienne et de l'épaisseur de la couche. On cherche des solutions sous la forme (système d'équations aux dérivées partielles dont les coefficients dépendent de  $y$ , la latitude) :

$$\tilde{u} = \hat{u}(y) \exp i(kx - \omega t), \quad \tilde{v} = \hat{v}(y) \exp i(kx - \omega t), \quad \tilde{h} = \hat{h}(y) \exp i(kx - \omega t).$$

et les amplitudes complexes vérifient :

$$\begin{cases} \hat{u} = \frac{i\beta y \hat{v} + k g \hat{h}}{\omega} \\ \hat{v}(w^2 - \beta^2 y^2) = -i\beta y k g \hat{h} - i g w \frac{\partial \hat{h}}{\partial y} \\ g \hat{h}(w^2 - k^2 c^2) = -i c^2 w \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + i c^2 k \beta y \hat{v} \end{cases} \quad (1.58)$$

#### I) Solutions générales

De manière générale, l'ensemble des solutions est donnée par l'étude du signe de  $\omega^2 - k^2 c^2$  dans l'équation 1.58. Un traitement des équations donne :

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} = \hat{v} \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\beta k}{\omega} + \frac{\beta^2 y^2}{c^2} \right) \quad (1.59)$$

Cette équation 1.59 admet un grand nombre de solutions qui peuvent se mettre sous la forme :  $\hat{v} = H_\nu(y\sqrt{\frac{\beta}{c}}) \exp -\frac{\beta y^2}{2c}$ , où  $H_\nu$  sont les polynômes d'Hermite défini par une relation de récurrence ( $H_0(t) = 1$ ,  $H_1(t) = t$ ,  $H_2(t) = 4t^2 - 2$ , etc.) et  $\nu$  est le nombre de noeuds pour la vitesse méridienne entre les pôles :  $\nu=0$ , uniforme en latitude,  $\nu=1$  un noeud, etc.

On obtient ainsi une relation de dispersion générale pour les ondes équatoriales :

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} - \frac{(2\nu + 1)\beta}{c} = 0$$



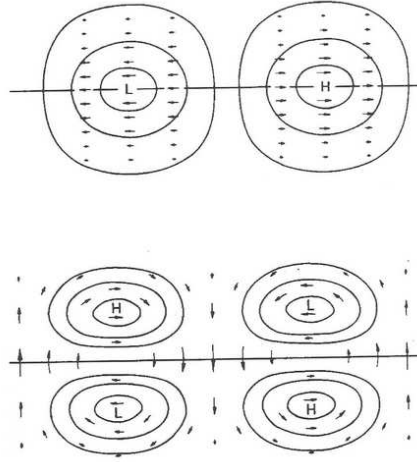
Les solutions principales correspondent à une solution uniforme en latitude ( $\nu = 0$ ). Dans ce cas, selon la valeur  $w^2 - k^2 c^2$ , on aura soit des ondes de Kelvin et soit des ondes mixtes Rossby-gravité (MRG) (cf. sections 1.5.3 et 1.5.3).

## II) Ondes de Kelvin

On trouve que seule une des solutions ( $w = -kc$  ou  $w = +kc$ ) est possible dans le cas où on cherche à annuler  $w^2 - k^2 c^2$ . Le cas  $w = -kc$ , qui correspond à des ondes se propageant vers l'ouest ne donne pas de solution. Ce type d'ondes équatoriales se propagent donc vers l'est à la vitesse  $c = \sqrt{gh_r}$ , mais dans ce cas on obtient  $\frac{\partial \hat{v}}{\partial y} = \frac{\beta y}{c} \hat{v}$  (cf. équation 1.58), ce qui donne une vitesse méridienne exponentielle à l'infini loin de l'équateur. Cela est incorrect sauf si  $\hat{v} = 0$ , ce qui donne alors :  $\frac{\partial \hat{h}}{\partial y} = -\frac{\beta y}{c} \hat{h}$ . Avec cette hypothèse, on a :

$$\tilde{h} = h_o \exp -\frac{\beta y^2}{2c^2} \exp i(kx - wt), \tilde{u} = \frac{g\tilde{h}}{c}, \tilde{v} = 0! \quad (1.60)$$

Cette onde est appelée onde de Kelvin et se propage horizontalement vers l'est (dans le même sens que la rotation de la planète solide) dans les régions équatoriales. Sur Vénus, elle se propagera horizontalement vers l'ouest. Elle est caractérisée par une vitesse méridienne nulle avec une vitesse de phase identique aux ondes de gravité en l'absence de rotation. Elle est donc également non-dispersive : quelque soit le signal, il sera conservé lors de sa propagation. Dans un plan horizontal, elle est centrée autour de l'équateur (cf. Fig. 1.12) et l'amplitude de l'onde décroît en latitude comme  $((\frac{c}{\beta})^{1/2})$ , échelle de Rossby équatoriale).



**Figure 1.12** – Structures horizontales des ondes de Kelvin (en haut) et ondes MRG (en bas) (Andrews et al., 1987).

Relation de dispersion des ondes de Kelvin et paramètre de Lamb. La relation de dispersion de cette onde est donnée par :

$$c = \sqrt{gh_r} \quad (1.61)$$

où  $k$  est le nombre d'onde zonal. Celle-ci peut être réexprimée sous la forme  $\sigma = a \frac{k}{\sqrt{\gamma}}$ , où on a posé  $\omega = 2\Omega\sigma$  (paramètre adimensionné comparant la fréquence des ondes au paramètre de Coriolis) et  $\gamma_l$ , le paramètre de Lamb défini par :

$$\gamma_l = \frac{4\Omega^2 a^2}{gh_r} \quad (1.62)$$

Le paramètre de Lamb quantifie le confinement dans la bande équatorial. Plus  $\gamma$  augmente, plus la hauteur équivalente  $h_r$  diminue. Ce paramètre se rapproche du nombre de Froude, qui compare la vitesse de rotation de la planète et la vitesse des ondes se propageant dans un milieu de hauteur  $h_r$ .

Sur Vénus par exemple où la vitesse de rotation solide  $\Omega$  est très faible, le paramètre de Lamb sera également petit et donc le confinement équatorial faible (pour  $h_r$  donné). Cela veut dire que des ondes de type équatoriales pourront être observées à beaucoup plus haute latitude.

La vitesse de phase des ondes de Kelvin peut aussi s'exprimer en fonction du paramètre de Lamb :  $c = \frac{2\Omega a}{\sqrt{\gamma_l}} \propto \frac{2\Omega \sigma}{k}$ . La vitesse de phase est donc toujours positive car  $k > 0$  par convention et  $\sigma > 0$ , ce qui explique la propagation vers l'est. Il est également important de remarquer que cette vitesse de phase ne changerait globalement pas d'une planète à l'autre.

Structure verticale. Si on introduit une structure verticale (on sort du cadre du modèle de Saint Venant) :

$$\begin{cases} (\hat{u}, \hat{v}, \hat{h})(y, z) = \exp \frac{z}{2H} U(z) (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{h})(y) \\ \hat{\omega}(y, z) = \exp \frac{z}{2H} W(z) (\tilde{\omega})(y) \end{cases}$$

On obtient alors l'équation de la structure verticale :

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \left( \frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \right) W = 0$$

où  $m^2 = \frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \propto \gamma_l - \frac{1}{4H^2}$  est le nombre d'onde vertical.

Sur Vénus, on a vu que  $\gamma_l$  était plus faible que sur Terre, le nombre d'onde vertical serait donc plus faible (longueur d'onde verticale plus grande).

La vitesse de groupe selon la verticale des ondes de Kelvin est :  $c_{gz} = \frac{\partial \sigma}{\partial m} = -2m \frac{k^2}{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2}$ . Pour avoir une propagation vers le haut  $c_{gz} > 0$  (vitesse de groupe verticale), il faut  $m < 0$ . Or, pour une phase constante :  $\chi = k\lambda + mz - 2\Omega\sigma t = Cte$  et comme le nombre d'onde zonal  $k$  est toujours positif par convention, si  $m < 0$ , on doit alors avoir la longitude  $\lambda$  qui augmente quand l'altitude  $z$  augmente. Cela donne l'orientation des surfaces équiphases dans un plan altitude-longitude. Sur Vénus, ces ondes se propageront donc verticalement (z croissant) vers l'ouest ( $\lambda > 0$ ).

### III) Ondes MRG

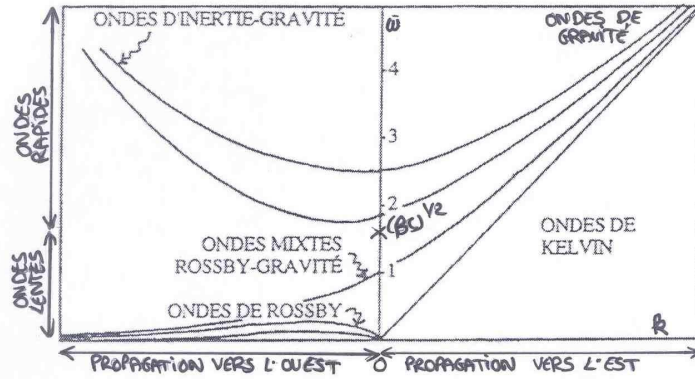
La structure de l'équation 1.58 à l'infini est équivalente à  $\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} = \frac{\beta^2 y^2}{c^2} \hat{v}$ . La solution doit donc ressembler à  $\exp(-\frac{\beta y^2}{2c})$ , à l'infini.

Relation de dispersion des ondes MRG. On prend donc une solution de la forme :  $\tilde{v} = v_o \exp(-\frac{\beta y^2}{2c}) \exp i(kx - \omega t)$  et on obtient comme relation de dispersion :

$$\left(\frac{\omega}{c} - k - \frac{\beta}{\omega}\right)\left(\frac{\omega}{c} + k\right) = 0$$

On veut donc que le premier terme soit nul et pour  $k > 0$  par convention, on a deux solutions (selon le signe de la fréquence).

$$\begin{cases} k = \frac{2\omega}{c} \frac{1}{(1 + (1 + \frac{4\beta}{k^2 c})^{1/2})}, & \text{pour } \omega > 0 \text{ (propagation vers l'ouest sur Venus)} \\ k = \frac{2\omega}{c} \frac{1}{(1 - (1 + \frac{4\beta}{k^2 c})^{1/2})}, & \text{pour } \omega < 0 \text{ (propagation vers l'est sur Venus)} \end{cases}$$



**Figure 1.13** – Illustration du spectre spatial (en  $k$ , nombre d'onde zonal) et temporel (en  $w$ , fréquence absolue) des différents types d'ondes dans les régions équatoriales.  $(\beta c)^{1/2}$  représente la fréquence inertielle, qui donne la limite entre les modes rapides comme les ondes d'inertie-gravité et les modes lents comme les ondes MRG, de Rossby et de Kelvin. Les propagations sont données pour le **cas terrestre**. Pour le cas vénusien, il faut inverser (Illustration tirée du cours de Sadourny (2001)).

Ces deux solutions caractérisent en fait une seule onde car elles se raccordent bien dans l'espace spectral (cf. Fig. 1.13). Pour  $w \rightarrow -\infty$ , le nombre d'onde augmente pour atteindre celui des ondes de gravité et dans l'autre cas, il diminue et tend vers zéro pour atteindre le nombre d'onde des ondes de Rossby. C'est pour cette raison que cette onde est appelée onde mixte Rossby-gravité (MRG).

Pour  $k=0$ , on a la fréquence inertielle qui vaut  $(\beta c)^{1/2}$ . Cette fréquence sépare les ondes rapides.

Dans un plan horizontal, les ondes MRG sont antisymétriques par rapport à l'équateur (cf. Fig. 1.12) : une dépression faisant face à une haute pression si on regarde le géopotentiel perturbé par cette onde. Une certaine quantité de fluide franchit donc périodiquement l'équateur et oscille d'un hémisphère à l'autre.

Elles peuvent se propager horizontalement vers l'est ou vers l'ouest.

Structure verticale. La vitesse de groupe selon la verticale des ondes MRG est :  $c_{gz} = \frac{\partial \sigma}{\partial m} = +2m \frac{k^2}{(m^2 + \frac{1}{4H^2})^2}$ . Pour avoir une propagation vers le haut ( $c_{gz} > 0$ ) (vitesse de groupe verticale), il faut  $m > 0$ . Pour une phase constante :  $\chi = k\lambda + mz - 2\Omega\sigma t = Cte$  et un

nombre d'onde zonal positif par convention, si  $m > 0$ , on doit avoir la longitude  $\lambda$  qui diminue quand l'altitude  $z$  augmente. Cela donne l'orientation des surfaces équiphases dans un plan altitude-longitude.

Sur Vénus, ces ondes se propageront donc verticalement ( $z$  croissant) vers l'est ( $\lambda < 0$ ).

#### IV) Les autres ondes équatoriales possibles

Pour  $\nu \geq 1$ , on a trois solutions possibles en  $\omega$ . Deux d'entre elles ont des valeurs de  $\omega$  assez grandes et se rapprochent des ondes de gravité équatoriales, l'une se propageant vers l'est sur Terre (l'ouest sur Vénus) et l'autre vers l'ouest (l'est sur Vénus). La troisième est une onde se propageant vers l'ouest (l'est sur Vénus) (dans le sens opposé à la rotation solide), avec une faible fréquence et correspond à une onde de Rossby équatoriale.

Les ondes de Rossby sont caractérisées par une symétrie par rapport à l'équateur : deux dépressions se faisant face de part et d'autre de l'équateur. Quant aux ondes de gravité équatoriales, elles présenteront un signal un peu plus complexe dans le plan latitude-longitude car elles seront centrées sur l'équateur et deux autres bandes seront antisymétriques par rapport à cette bande équatoriale, et symétriques entre elles.

### 1.5.4 Ondes de moyennes latitudes

#### I) Le modèle de Saint Venant dans l'approximation quasi-cyclostrophique

On se place encore dans le modèle bidimensionnel de Saint Venant pour plus de clareté dans les calculs (cf. section 1.2.3). Nous tiendrons compte cette fois des variations du paramètre de Coriolis avec la latitude et nous nous placerons donc sur un  $\beta$  plan ( $f = f_0 + \beta(y - y_0)$ ). On parle alors de modèle de Saint Venant dans l'approximation quasi-géostrophique (QG) sur Terre. On décompose alors le vent horizontal en un vent dominant donné par l'équilibre géostrophique plus un terme de perturbation du vent par rapport à cet état d'équilibre, qui est appelé vitesse agéostrophique :  $\vec{U}_h = \vec{U}_g + \vec{U}_a$ , où  $\vec{U}_g$  est la vitesse géostrophique.

On conçoit aisément qu'une telle décomposition peut se faire autour de l'équilibre cyclostrophique, dominant sur Vénus. On pourra alors parler d'approximation cyclostrophique (QC).

La théorie de l'approximation quasi-géostrophique a eu un rôle historique important dans la modélisation numérique des atmosphères. Elle a été introduite par Jules G. Charney en 1947 et a permis la première intégration numérique des équations de l'atmosphère, grâce à la simplification qu'elle entraîne. Ce calcul historique a ouvert la voie à la simulation numérique des atmosphères, qui sert maintenant de base à la météorologie et aux modèles de climat. Les modèles actuels utilisent désormais les équations générales en raison notamment des progrès informatiques mais l'approximation QG reste un outil puissant pour comprendre les sorties des modèles et décrire les phénomènes.

Dans ce modèle, la vorticité potentielle se conserve toujours :  $(\frac{D}{Dt})\eta_{sv,Q} = 0$  avec  $(\frac{D}{Dt})_g$  qui est la dérivée particulaire prise en suivant la vitesse de l'équilibre dominant. Cette vorticité potentielle s'exprime comme :

$$\eta_{sv,Q} = f + \Delta\psi - \frac{f_o^2}{c^2}\psi + \partial_y \bar{U} \quad (1.63)$$

où  $c = \sqrt{gh_r}$ ,  $\bar{U}$  la vitesse zonale de l'écoulement moyen et la fonction de courant  $\psi = \frac{g(h-h_r)}{f_o}$ .

La conservation de la vorticité potentielle est donc un résultat très robuste et va servir pour dériver les ondes de Rossby.

La dynamique d'un écoulement quasi-géostrophique évolue sur une échelle de temps lente par rapport à la fréquence inertielle, donnée par le paramètre de Coriolis  $((\beta c)^1/2)$ , ce qui est d'autant plus vrai dans une approximation quasi-cyclostrophique. Cela signifie que dans ce modèle, on se concentre sur les ondes plus lentes que les ondes rapides du type inertie-gravité.

## II) Ondes de Rossby

En développant l'équation de la vorticité potentielle obtenue ci-dessus (cf. équation 1.63), on obtient l'équation de conservation de la vorticité à l'équilibre (Pedlosky, 1979) :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial\psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial\psi(y,z)}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y}\right)(\beta y + (\Delta_y - \frac{f_o^2}{c^2})\psi(y,z) - \frac{\partial\bar{U}}{\partial y}) = 0$$

Si on linéarise la fonction de courant :  $\psi(x,y,z,t) = \psi(y,z) + \tilde{\psi}(x,y,z,t)$ . On obtient pour la perturbation de la fonction de courant :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}\partial_x\right)\Delta_h\tilde{\psi} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{f_o^2}{c^2}\tilde{\psi} + \beta\partial_x\tilde{\psi} = 0$$

Relation de dispersion des ondes de Rossby. Les solutions étant de la forme :  $\tilde{\psi} = \hat{\psi} \exp i(kx + ly - wt)$ , l'équation de dispersion s'écrit :

$$c = -\frac{w}{k} = \bar{U} - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f_o^2}{c^2}} \quad (1.64)$$

où  $c$  est la vitesse de phase des ondes de Rossby dans un repère absolu,  $\bar{U}$  est la vitesse zonale de l'écoulement moyen (vitesse d'entraînement), et  $\beta$  est défini dans la section 1.2.4).

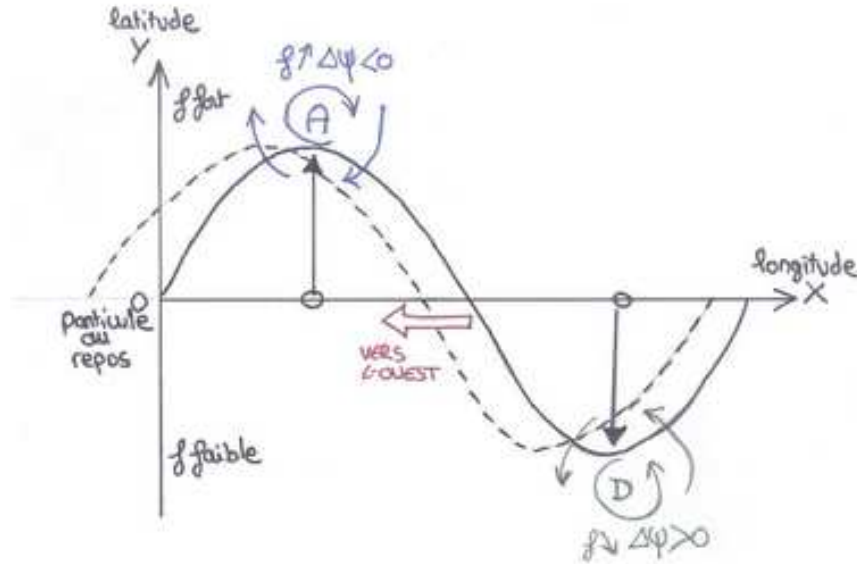
- Dans le cas où il n'y a pas de vent moyen, cette vitesse est toujours négative et les ondes se propagent alors vers l'ouest sur Terre (resp. vers l'est sur Vénus), très lentement (de l'ordre de quelques mètres par seconde sur Terre) puisque  $\beta$  est très petit.
- Dans un champ de vent moyen, les ondes de Rossby dérivent lentement vers l'ouest sur Terre en suivant le vent zonal (resp. vers l'est sur Vénus). On voit que plus les ondes ont une grande longueur d'onde zonale, plus le deuxième terme de l'équation 1.64 est grand et plus les ondes se propagent vers l'ouest sur Terre (resp. vers l'est sur Vénus). Par contre, à partir d'une certaine longueur d'onde, les ondes de Rossby de courte longueur d'onde sont emportées vers l'est sur Terre (resp. vers l'ouest sur Vénus) par l'écoulement moyen.

Il existe donc une longueur d'onde critique entre les deux directions de propagation, appelée échelle de Rhines (calculée pour une vitesse de phase absolue  $c=0$ ) :

$$\lambda_\beta = 2\pi \sqrt{\frac{U}{\beta}} \quad (1.65)$$

Pour cette longueur d'onde, l'onde est stationnaire. Au-delà de cette longueur d'onde critique, l'onde de Rossby se propage vers l'ouest sur Terre (se propage horizontalement vers l'est sur Vénus), et en deçà, elle se propage vers l'est sur Terre (se propage horizontalement vers l'ouest).

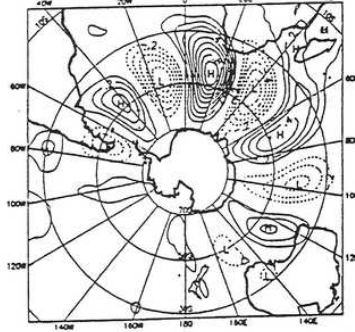
Visualisation simple des ondes de Rossby. Les ondes de Rossby résultent de la sphéricité de la planète et de sa vitesse de rotation. Si on néglige les effets du rayon de déformation dans l'expression de la vorticité, la conservation de cette dernière (cf. équation 1.63) se réduit à la conservation de la vorticité absolue,  $f + \Delta_h \psi$ . Une illustration est proposée sur le Schéma 1.14.



**Figure 1.14** – Illustration de la formation d'une onde de Rossby par effet  $\beta$ . On perturbe une particule initialement au repos en latitude. Si on déplace cette particule vers les pôles, elle va se retrouver dans un environnement où la vorticité planétaire ( $f$ ) est plus forte. Si elle veut alors conserver sa vorticité absolue, elle doit donc diminuer sa vorticité relative propre, ce qui donne une dépression. La situation inverse se produit si elle se déplace vers l'équateur, donnant un anticyclone. Les mouvements générés par ces deux systèmes conduisent à une propagation vers l'ouest de l'onde de Rossby sur Terre.

Si on prend alors une particule fluide qui est légèrement déplacée vers le nord et qui était initialement au repos (donc pas de vorticité relative), elle se retrouve dans un environnement où le paramètre de Coriolis est plus élevé. Si elle veut conserver sa vorticité absolue, elle doit donc diminuer sa vorticité relative ( $\Delta_h \psi < 0$ ). Cela correspond à une dépression et sa trajectoire va s'incurver vers la droite pour essayer de la ramener vers sa position initiale. De la même manière, si une particule fluide est déplacée vers le sud, elle verra sa vorticité relative augmenter avec, en conséquence, la création d'un anticyclone et

sa trajectoire tendra à la faire tourner dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Ce sont ces mouvements de rappel qui génèrent sur Terre les ondes de Rossby dans le flux moyen de vents d'ouest aux moyennes latitudes et l'alternance des pressions et anticyclones qui sont bien visibles (cf. Fig. 1.15).



**Figure 1.15** – *Illustration de la structure horizontale d'une onde de Rossby sur Terre (à une altitude donnée) avec l'alternance des hautes et basses pressions aux moyennes latitudes (Sadourny, 2001).*

De part et d'autre de la dépression ainsi créée, apparaissent des anomalies de pression négative à l'est de celle-ci et positive à l'ouest. Cela illustre la propagation des ondes de Rossby principalement vers l'ouest sur Terre (cf. Fig. 1.15).

Effets orographiques. Une montagne dans un écoulement zonal moyen pourra également générer une onde de Rossby. Selon le théorème de Kelvin (cf. section 1.2.5), on rappelle qu'une particule de fluide qui monte sur une pente de montagne voit sa vorticité relative diminuer par compression des tubes de vorticité verticaux. Ainsi, dans un courant de vents d'ouest qui rencontre une chaîne de montagne orientée nord-sud (exemple la cordillère des Andes, les Rocheuses sur Terre), une particule fluide acquiert sur le même principe une vorticité relative négative et génère une dépression au-dessus de la montagne. La particule fluide est donc ramenée vers sa latitude initiale et arrive dans un milieu où le paramètre de Coriolis est plus faible. Elle acquiert donc une vorticité relative positive, d'autant qu'elle quitte la montagne. Un anticyclone est créé en aval de l'écoulement. Ce mécanisme peut également générer une onde de Rossby (cf. Schéma 1.16).

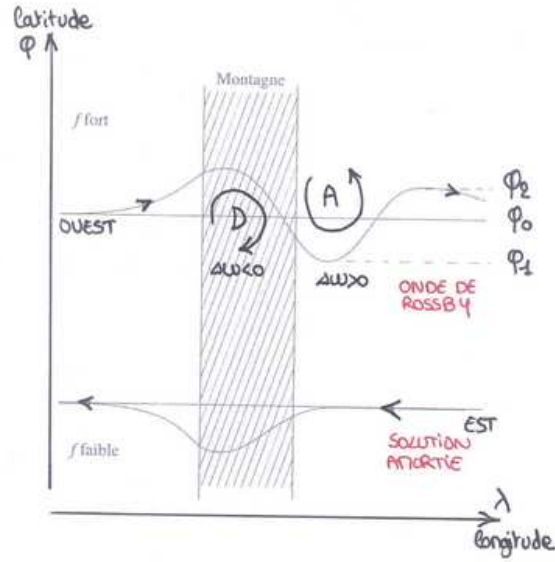
Ces mécanismes sont bien connus sur Terre.

Dans le cas de Vénus par exemple, la topographie pourrait jouer un rôle dans la création d'éventuelles ondes de Rossby. Ishtar Terra est un plateau de montagnes, dont certains sommets atteignent 11 km d'altitude, soit beaucoup plus hauts que l'Everest sur Terre. La seule différence est que ce plateau est orienté selon la longitude, et non pas nord-sud.

Propagation verticale des ondes de Rossby. L'équation de la structure verticale s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial z^2} + m^2 \tilde{\psi} = 0$$

avec  $m^2 = \frac{N^2}{f_0^2} \left( \frac{\beta}{U-c} - (k^2 + l^2) \right) - \frac{1}{4H^2}$ . On a propagation verticale des ondes de Rossby si  $m^2$  est positif, c'est à dire si les ondes ont une longueur d'onde horizontale pas trop



**Figure 1.16** – *En haut : illustration de la création d’une onde de Rossby par interaction entre le relief (une chaîne de montagne) et l’écoulement moyen d’ouest, par suite de l’effet  $\beta$ . En bas : l’interaction entre une chaîne de montagne et un écoulement d’est donne généralement une solution amortie.*

grande et si les vents d’ouest sur Terre (respectivement d’est sur Vénus) ne sont pas trop forts.

Pour des ondes stationnaires ( $c=0$ ) sans propagation verticale, on peut définir une vitesse moyenne du vent zonal critique par :  $\overline{U}_c = \beta[(k^2 + l^2) + \frac{f_o^2}{(2HN)^2}]^{-1}$ . Pour avoir propagation zonale des ondes de Rossby, il faut que  $0 < \overline{U} < \overline{U}_c$ . C’est le critère de Charney-Drazin.



## 1.6 Interactions entre le flot moyen et les ondes

### Introduction

Le modèle de Hadley (cf. section 1.4.1.II.A) donnait une vision axi-symétrique de l'écoulement et permettait d'introduire les effets de la rotation dans la circulation méridienne engendrée par un gradient thermique en latitude. Cette circulation méridienne générait un jet aux moyennes latitudes et le moment cinétique s'accumulait donc à ces latitudes. Cette situation va finir par être instable et le moment cinétique va être redistribué par des effets non-axisymétriques qui vont prendre le relais. Cela va pouvoir se faire par l'apparition d'ondes planétaires, générées par les instabilités et qui en interagissant avec l'écoulement moyen pourront redistribuer le moment cinétique.

Nous allons donc donner les éléments théoriques nécessaires permettant de quantifier l'interaction réciproque entre l'écoulement moyen et les phénomènes transitoires. Deux effets sont possibles : l'écoulement moyen peut modifier fortement la propagation des ondes et les perturbations peuvent également induire de forts changements dans le courant moyen au travers d'effets non linéaires. À terme, cette étude permettra d'évaluer la contribution des transitoires au transport de moment cinétique.

### 1.6.1 Les instabilités dans les atmosphères planétaires

Il existe plusieurs types d'instabilités dans les atmosphères. Dans une atmosphère au repos (par opposition à "en rotation"), nous avons l'instabilité convective (cf. section 1.6.1) qui apparaît localement et à l'équateur sous l'effet du chauffage solaire, pour rétablir l'équilibre hydrostatique (cf. section 1.4.1.I.A). Pour une atmosphère en rotation dans un système sphérique, on aura l'instabilité inertielle pour rétablir l'équilibre géostrophique pour les planètes en rotation rapide (comme la Terre et Mars) et l'équilibre cyclostrophique pour les planètes en rotation lente (comme Vénus et Titan)(cf. section 1.6.1).

Aux moyennes latitudes, différents types d'instabilités pourront intervenir selon les modes de transfert d'énergie cinétique et potentielle, donc surtout selon l'intensité de la rotation de la planète. Pour les planètes en rotation rapide, on parlera surtout d'instabilité barocline qui apparaît dans des régions de forts gradients latitudinaux de température, par exemple aux moyennes latitudes sur Terre. Pour les planètes en rotation plus lente, qui ont des gradients latitudinaux de température beaucoup plus faibles, on aura surtout de l'instabilité barotrope. Sur Terre, de l'instabilité barotrope peut être trouvée localement dans les régions équatoriales (Holton, 1979). Pour cette raison, je ne m'attarderai pas sur l'instabilité barocline.

#### I) Instabilité convective

Les équilibres hydrostatiques stables présentés dans la section 1.4.1.I.A correspondent à  $N^2 > 0$ , c'est à dire à un milieu où l'entropie est croissante avec l'altitude (ou température potentielle). Pour  $N^2 < 0$ , l'équilibre est instable, et correspond au phénomène de convection qui est rencontré de manière transitoire dans l'atmosphère, par exemple dans une couche de fluide chauffée à sa base ou refroidie au sommet par effet radiatif. L'étude de l'instabilité convective se fait donc localement alors que globalement dans l'atmosphère,

on observe un équilibre hydrostatique stable.

Dans la situation d'instabilité convective (ou instabilité de Rayleigh-Bénard), la particule fluide qui est plus chaude que le milieu environnant, et donc plus légère (loi des gaz parfaits), va monter jusqu'à rencontrer une couche d'air de même température. Dans ce cas, la particule fluide est instable si la température (densité) du milieu environnant chute plus (moins) vite que la température (densité) de la particule fluide dans son mouvement adiabatique (mouvement assez rapide pour éviter tout transfert de chaleur avec le milieu ambiant,  $T \sim P^\kappa$ ). Cela se traduit pour une particule instable par :

$$\partial_z T_a > \partial_z T \quad (1.66)$$

où  $\partial_z T_a = -\frac{g}{C_p}$  est le gradient vertical de température adiabatique, qui définit la limite entre un profil de température ambiant stable ou instable. C'est ce qu'on avait appelé  $\gamma_a$  (cf. section 1.2.2). Pour Vénus, la loi des gaz parfaits n'étant pas complètement vérifiée,  $C_p$  dépend de la température et de la pression.

On peut également aborder la convection en terme de flux convectif (positif vers les  $z$  croissants) :  $\Phi_K = -K\rho C_p(\partial_z T - \gamma_a)$  où  $K$  est un coefficient de diffusion verticale turbulente ( $m^2 s^{-1}$ ). Pour  $\Phi_K < 0$ , on n'a pas de convection ( $\partial_z T - \gamma_a > 0$ ). Ce flux a pour rôle de ramener vite le gradient de température à sa valeur adiabatique. Le coefficient de diffusion verticale turbulente est estimé par la méthode de la longueur de mélange :  $K = \nu l$  avec  $l \sim H$  et  $\nu \sim (\frac{a\Phi_K}{\rho C_p})^{1/3}$ . Le temps caractéristique de diffusion turbulente verticale est  $\tau_K = \frac{H^2}{K}$ .

Sur Terre, ce phénomène de convection peut se produire dans la troposphère, où la température décroît avec l'altitude, et se prête donc bien à ce type de mouvement. La stratosphère comme son nom l'indique est très stable car sa température augmente avec l'altitude ne permettant pas l'apparition de la convection. Parfois, certains nuages très convectifs peuvent s'étendre verticalement au-delà de la zone limite (overshoot) dans la basse stratosphère, en raison par exemple de bouillonnements intérieurs et c'est ce qu'on appelle la convection profonde.

Pour étudier localement la stabilité statique d'une atmosphère, on regarde donc l'écart au profil adiabatique :  $\gamma - \gamma_a$ , qui est donné par la fréquence de Brunt-Väisälä (cf. équation 1.38), qu'on peut réécrire sous la forme (Holton, 1979) :

$$N^2 = \frac{g}{T}(\partial_z T + \frac{g}{C_p}) \quad (1.67)$$

Si  $N^2 \leq 0$ , l'atmosphère est instable convectivement.

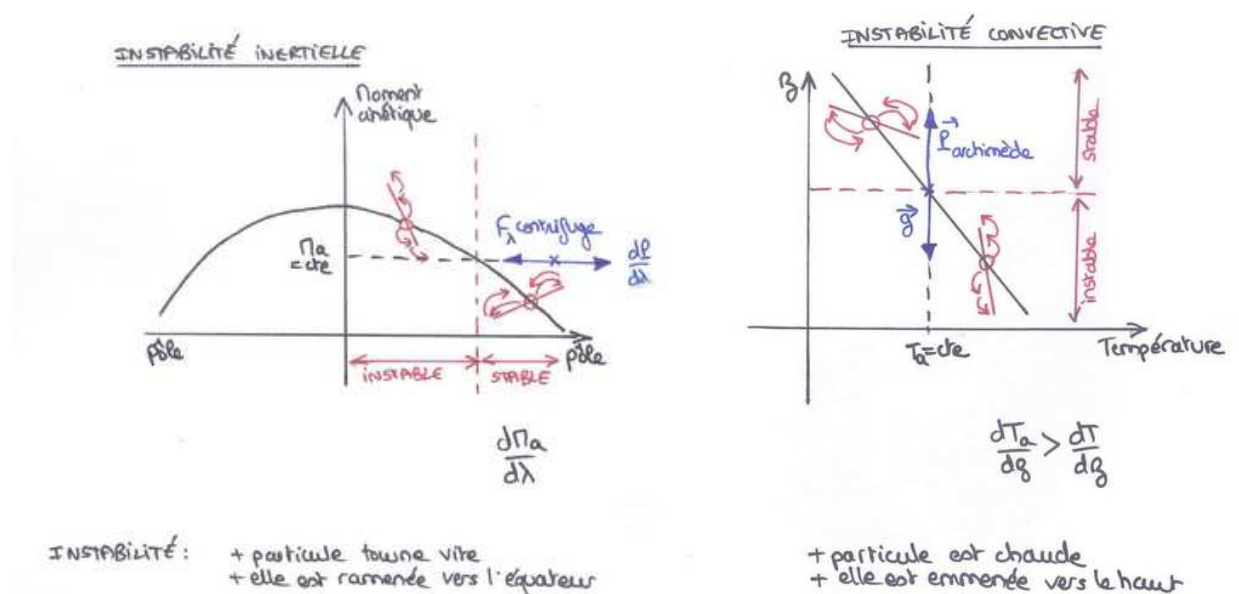
**II) Instabilité de Kelvin Helmholtz.** Le nombre de Richardson est un paramètre important pour mesurer la stabilité locale d'une atmosphère vis à vis du cisaillement du vent horizontal. Il compare la stabilité due à la stratification et le cisaillement vertical du vent horizontal dans une atmosphère qui n'est plus localement à l'équilibre hydrostatique. Le cisaillement est donné par :  $S^2 = (\partial_z u)^2 + (\partial_z v)^2$  et le nombre de Richardson par :

$$R_i = \frac{N^2}{S^2} \quad (1.68)$$

Un nombre de Richardson plus petit que  $1/4$  donne une couche instable dans laquelle peuvent se développer des instabilités de cisaillement dites de Kelvin-Helmholtz. De telles instabilités sont visibles à l'interface de deux couches de fluide de même densité et de vitesses différentes. Une nappe de tourbillons se développent alors à l'interface pour redistribuer la vitesse et homogénéiser le fluide (diminution du gradient vertical de vitesse horizontale), en créant un mélange vertical. On peut voir également des instabilités de Kelvin-Helmholtz à l'interface de deux couches de fluide de densités différentes mais dans ce cas, l'effet est opposé : plus le gradient de densité sera fort, moins il y aura d'instabilités alors que plus le gradient de vitesse est grand, plus il y a d'instabilités. En fait, il faut un cisaillement de vitesse fort pour générer assez d'énergie cinétique nécessaire au soulèvement du fluide lourd.

Les observations d'instabilités de Kelvin Helmholtz sur Vénus sont discutées dans la section 5.2.3.

### III) Instabilité inertielle



**Figure 1.17** – Illustrations des instabilités inertielle (à gauche) et convective (à droite). La limite de stabilité, dans la cas de l'instabilité convective est donnée par  $TP^{\kappa} \sim cte$ , et dans le cas de l'instabilité inertielle, par un moment cinétique constant en latitude. L'équilibre qui est mis en jeu pour l'instabilité convective est l'équilibre hydrostatique et pour l'instabilité inertielle, l'équilibre cyclostrophique pour les "corps telluriques" en rotation lente comme Vénus et Titan. L'instabilité convective se rencontre souvent dans la basse atmosphère (avec un profil vertical de température ambiante qui décroît avec l'altitude), et l'instabilité inertielle se produit surtout dans les régions équatoriales, qui possèdent plus de moment cinétique que les hautes latitudes.

L'instabilité inertielle est analogue à l'instabilité convective. Dans le cas de l'instabilité convective, le gradient de température de la particule dans son mouvement adiabatique était supérieur au gradient de température du milieu ambiant. En d'autres termes, la particule était instable si la température ambiante chutait plus vite que la température de la

particule dans son mouvement adiabatique ascendant. Cette particule plus chaude que le milieu continuait donc de monter sous l'effet de la poussée d'Archimède (ou du gradient vertical de pression). L'équilibre des forces mis en jeu était alors l'équilibre hydrostatique entre la gravité qui tend à retenir la particule vers le sol et le gradient vertical de pression qui éloigne la particule du sol, et la quantité qui se conservait était  $PT^\kappa$  qui permettait de fournir le profil limite de stabilité locale.

Pour l'instabilité inertielle (dans le cas des "corps telluriques" en rotation lente comme Vénus et Titan), l'équilibre qui est mis en jeu fait intervenir la composante latitudinale de la force centrifuge qui tend à ramener la particule vers l'équateur (jouant ainsi un rôle équivalent à la gravité) et le gradient latitudinal de pression qui pousse la particule vers les pôles (équilibre cyclostrophique). Plus une particule tourne vite (dans le même sens que la planète solide), plus le "poids" induit par la force centrifuge sera grand. La quantité qui se conserve lors du déplacement de la particule sera le moment cinétique et celui-ci donnera le profil limite de stabilité de la particule fluide. Pour une particule qui tourne moins vite que le milieu environnant lors de son mouvement vers les pôles (particule plus "légère", moment cinétique de la particule plus faible), la force centrifuge ne contrebalancera plus le gradient de pression et cette particule continuera son mouvement vers les pôles, provoquant l'instabilité inertielle (cf. Schéma 1.17). La particule est instable si son moment cinétique chutait plus vite que le moment cinétique ambiant, dans son mouvement (qui conserve son moment cinétique) vers les pôles.

L'instabilité convective se rencontre généralement dans les basses couches de l'atmosphère, là où le profil vertical de température ambiant décroît avec l'altitude. Pour une atmosphère en rotation solide, le moment cinétique décroît globalement de l'équateur aux pôles. Dans ce cas, l'instabilité inertielle se rencontre le plus souvent dans les régions équatoriales, car il y a un excédent de moment cinétique par rapport aux hautes latitudes.

Une autre manière de voir l'instabilité inertielle est de regarder la vorticité absolue. Là où la vorticité présente un extrémum (changement de signe de la vorticité), se produisent des instabilités inertielles. En d'autres termes, les endroits où le vent zonal est fort, il y a de forte chance de trouver une vorticité absolue importante, tout en tenant compte du paramètre de Coriolis qui fait intervenir la latitude et la vorticité planétaire.

#### IV) Instabilité barotrope

Une autre instabilité importante, qui peut se produire en l'absence de gradient latitudinal de température (par opposition à l'instabilité barocline), est l'instabilité barotrope. Elle se produit dans des régions où les effets de la rotation sont faibles, à savoir dans les régions équatoriales sur Terre ou dans les planètes en rotation lente comme Vénus ou Titan à plus hautes latitudes (en raison de la rotation solide lente). C'est pour cette raison que nous insisterons plus particulièrement sur cette forme d'instabilité bien qu'il ait été question de la présence possible d'instabilités baroclines sur Vénus (Young et al., 1984).

Il n'est pas facile d'illustrer simplement cette instabilité. Elle est liée à la vorticité potentielle du vent moyen.

Le critère de Rayleigh-Kuo (Pedlosky, 1979) qui a été donné dans le cas terrestre, donne le critère général d'instabilité pour un modèle QG à deux couches ( $\eta$  est la vorticité potentielle de chaque couche) :

$$Im(c) \int_{-\infty}^{+\infty} [\gamma \frac{|\psi_1|^2}{|U_1(y) - c|^2} \partial_y \eta_1 + \frac{|\psi_2|^2}{|U_2(y) - c|^2} \partial_y \eta_2] dy = 0 \quad (1.69)$$

Deux solutions sont possibles pour une perturbation instable ( $Im(c) \neq 0$ ) : soit les gradients latitudinaux de vorticité des deux couches sont de signe opposé ( $\partial_y \eta_1 = -\partial_y \eta_2$ ) et dans ce cas, on parle d'instabilité barocline ; soit les gradients de vorticité s'annulent ( $\partial_y \eta_1 = 0$  et  $\partial_y \eta_2 = 0$ ), et on est en présence d'instabilité barotrope.

Sur Terre, l'instabilité barotrope est très faible, centrée plutôt dans les régions équatoriales alors que pour les planètes en rotation lente, cette instabilité peut se faire à plus hautes latitudes. Ceci est dû au fait que, pour des planètes en rotation rapide, la vorticité absolue de l'écoulement est dominée par la vorticité planétaire (paramètre de Coriolis) et la zone où les effets de la rotation de la planète ne se font pas sentir, se réduit à une zone centrée sur l'équateur.

### 1.6.2 Transport de quantité de mouvement et de chaleur par les perturbations

#### I) Influence des transitoires sur l'écoulement moyen et théorème d'Eliassen Palm (cas non stationnaire)

Les perturbations (entre autres les ondes de gravité qui peuvent déferler loin du sol...) vont donc forcer l'écoulement moyen. Pour évaluer l'impact de ces perturbations sur l'écoulement moyen, on doit introduire un type de moyenne particulière qui prend en compte la contribution hors équilibre des ondes (appelées transitoires : fluctuations temporelles) au transport de moment cinétique. Ces moyennes ont comme intérêt de prendre en compte le transport par les ondes et non les effets de mélange.

Moyennes eulériennes transformées. On introduit alors ce qu'on appelle les moyennes eulériennes transformées (Andrews et al., 1987) :

$$\begin{cases} \overline{\mathbf{v}}^* = \overline{\mathbf{v}} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_r \overline{v' \theta'}}{\frac{\partial}{\partial z}} \right) \\ \overline{\mathbf{w}}^* = \overline{\mathbf{w}} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{\cos \phi \overline{v' \theta'}}{\frac{\partial}{\partial z}} \right) \end{cases} \quad (1.70)$$

Les termes  $\overline{\mathbf{v}}$  et  $\overline{\mathbf{w}}$  correspondent aux moyennes eulériennes habituelles et les termes de droite donnent la contribution des transitoires. A l'état stationnaire,  $\overline{\mathbf{v}}^*$  et  $\overline{\mathbf{w}}^*$  sont nuls.

Fonction de courant en moyennes eulériennes transformées (TEM). On peut définir une fonction de courant qui prend en compte ce formalisme de moyennes eulériennes transformées :

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial z} = -\rho_r \cos \phi \overline{\mathbf{v}}^* \quad (1.71)$$

Cela permet donc d'intégrer le flux de chaleur dans la circulation méridienne (cf. équation 1.70) et présente un grand intérêt dans l'interprétation des mécanismes de transport par les ondes. Sur Terre par exemple, si on regarde simplement la fonction de courant déduite des moyennes eulériennes, on constate que la circulation méridienne de Hadley dans la stratosphère ne s'étend pas au-delà de  $30^\circ$ , et qu'une autre circulation prend le relais dans le sens indirect (vers l'équateur au niveau de la branche supérieure). Or, ces résultats étaient en contradiction avec les observations du transport de l'ozone qui se faisait de l'équateur jusqu'aux hautes latitudes. En réalité, il y a un transport de masse effectué par les ondes au-delà de  $30^\circ$ . En intégrant l'effet des ondes comme cela est fait avec le formalisme des moyennes eulériennes transformées, la représentation du transport a été bien améliorée. Dans la section 5.6.5, nous regarderons donc cette circulation en TEM dans le cas de Vénus.

En introduisant ces moyennes particulières dans les équations 1.33, on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \overline{u} + \overline{\mathbf{v}}^* \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{u} \cos \phi) - f \right] + \overline{\mathbf{w}}^* \frac{\partial}{\partial z} \overline{u} - \overline{X} = -\frac{1}{\rho_r a \cos \phi} \text{div} \vec{F} \\ (f + \frac{\overline{u} \tan \phi}{a}) \overline{u} + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \phi} = D \\ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{\mathbf{v}}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_r \overline{\mathbf{w}}^*) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \overline{\theta} + \frac{1}{a} \overline{\mathbf{v}}^* \frac{\partial}{\partial \phi} \overline{\theta} + \overline{\mathbf{w}}^* \frac{\partial}{\partial z} \overline{\theta} - \overline{Q} = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{\theta' v'} \cos \phi) - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_r \overline{w' \theta'}) \end{cases} \quad (1.72)$$

Flux d'Eliassen Palm. La divergence du flux d'Eliassen Palm apparaît donc dans l'équation horizontale de la dynamique. Sur la verticale, nous avons toujours l'équation du vent thermique qui est la fusion de l'équilibre "cyclogéostrophique" dans l'équation méridienne et de l'équilibre hydrostatique auquel on ajoute un terme de déviation (D) par rapport au vent thermique dans les forçages pour introduire les effets d'ordre supérieur.

Les termes du milieu donne la déviation par rapport à la circulation méridienne moyenne. Ces termes sont par définition petits. Les perturbations influent donc à la fois sur le jet zonal moyen et indirectement sur la circulation méridienne, modulo les processus de dissipation ( $\bar{X}$ ). Le théorème d'Eliassen Palm dit que les ondes stationnaires et non dissipatives n'influent pas sur l'écoulement moyen ( $div \vec{F} = 0$ ).

La divergence du flux d'Eliassen Palm s'exprime :

$$div \vec{F} = \frac{1}{\rho_r a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (F_\phi \cos \phi) + \frac{\partial}{\partial z} F_z \quad (1.73)$$

avec dans le cas vénusien :

$$\begin{cases} F_\phi = -\rho_r a \cos \phi \left( \frac{\partial}{\partial z} \bar{u} \frac{\partial \bar{v}'\theta'}{\partial \theta} - \overline{v'u'} \right) \\ F_z = -\rho_r a \cos \phi \left( [f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi)] \frac{\partial \bar{v}'\theta'}{\partial z} - \overline{w'u'} \right) \end{cases} \quad (1.74)$$

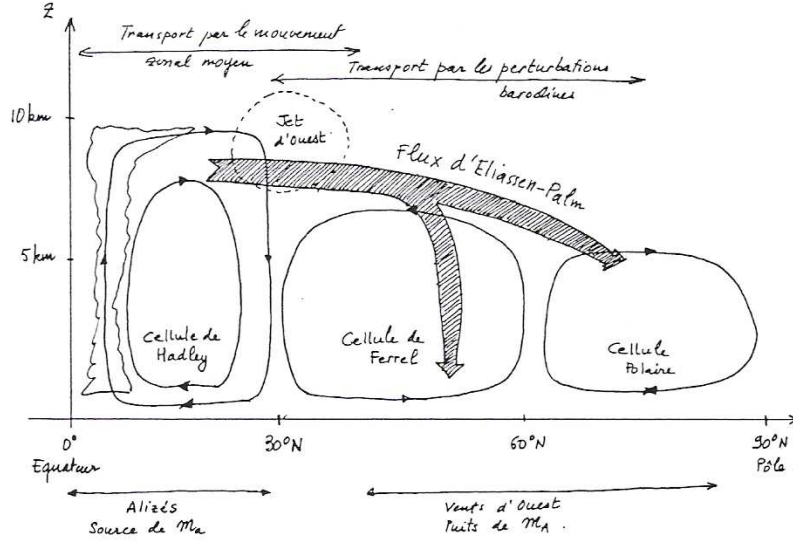
Le vecteur flux d'Eliassen Palm est donc un flux méridien qui représente le transport de moment cinétique par les fluctuations. Il permet de lier les flux de quantité de mouvement ( $\overline{v'u'}$  et  $\overline{w'u'}$ ) et les flux de chaleur ( $\overline{v'\theta'}$ ). Il est aussi appelé tenseur de Reynolds. Le diagnostic d'Eliassen Palm donne donc l'accélération de l'écoulement zonal moyen par les perturbations (divergence du flux d'Eliassen Palm) et par la circulation méridienne résiduelle ( $\bar{\mathbf{v}}^* [\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - f] + \bar{\mathbf{w}}^* \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}$ ). Nous avons calculé ces différentes contributions dans le modèle vénusien et ils seront présentés dans la section 5.6.5.

Les termes importants dans le vecteur flux d'Eliassen Palm sont :

$\vec{F} = \rho_r a \cos \phi (\overline{u'v'}, \overline{u'w'})$ . Le terme  $\overline{u'v'}$  traduit le transport horizontal de quantité de mouvement et  $\overline{u'w'}$ , le transport vertical. Ce qui compte pour l'accélération de l'écoulement par les perturbations, c'est donc la corrélation de vitesse.

Il est important de remarquer que les flux d'Eliassen Palm dans les planètes en rotation lente, comme Vénus ont un sens opposé aux flux d'Eliassen Palm sur Terre qui vont vers les pôles (cf. Fig. 1.18). Les flux d'Eliassen Palm sur Vénus sont dirigés vers l'équateur et permettent donc de ramener le moment cinétique dans les régions équatoriales (grâce aux transitoires) et par la même, de maintenir la superrotation. Sur Vénus, une convergence des flux d'Eliassen Palm donne une accélération du vent zonal moyen (et l'inverse sur Terre). Le diagnostic d'Eliassen Palm est donc incontournable pour caractériser les atmosphères en superrotation.

Gierasch et al. (1997a) donne une estimation de l'accélération produite par l'écoulement horizontal vers les pôles (en utilisant l'équation 1.72) :  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\bar{\mathbf{v}}^*}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) \simeq \frac{v\bar{u}}{a}$ . Pour Vénus par exemple, on peut évaluer cette accélération (en utilisant les observations des sondes Pioneer Venus) et on obtient à 40km,  $1 \text{ cms}^{-1} \text{ jour}^{-1}$  et à 70km,  $10 \text{ cms}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ . Près de l'équateur, où les mouvements sont surtout verticaux, on aurait plutôt :  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  et le résultat est proche car les vents verticaux et méridiens sont liés par l'équation de



**Figure 1.18** – Flux d'Eliassen Palm sur Terre et circulation méridienne moyenne (Illustration tirée du cours de Sadourny (2001)).

continuité. Ce petit calcul donne une borne supérieure pour l'intensité du transport par les transitoires.

## II) Bilan de chaleur et flux d'entropie par les perturbations

L'étude du bilan de chaleur dans une atmosphère se fait en utilisant l'équation de conservation de l'entropie donnée dans la section 1.2.1 (cf. équation 1.10). On effectue les mêmes procédures de calculs que pour établir l'équation de transport de moment cinétique par la circulation moyenne et les perturbations (cf. section 1.3) : on prend la moyenne zonale puis on décompose en moyenne plus fluctuations. Les fluctuations font intervenir les mouvements non-axisymétriques stationnaires et transitoires. On intègre ensuite verticalement sur toute la hauteur de l'atmosphère, avec  $\overline{s\bar{v}} \simeq \overline{s\bar{v}} + \overline{s'v'}$ .

Dans le cas terrestre, on a :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \bar{s} dz = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi \int \bar{s} \bar{v} dz - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \int \overline{s'v'} dz) + \int \frac{\overline{F_{dia}}}{T} dz \quad (1.75)$$

La variation temporelle d'entropie dépend donc des flux méridiens d'entropie dûs aux mouvements méridiens moyens ( $\overline{s\bar{v}}$ ) et dûs aux fluctuations de vitesse méridienne ( $\overline{s'v'}$ ). Le premier terme correspond aux circulations méridiennes moyennes de type circulation de Hadley sur Terre et le deuxième aux effets non-axisymétriques comme les tourbillons des moyennes latitudes sur Terre.

Si on regarde les effets du transport vertical, on a :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{s} + \frac{1}{a \cos \phi} \partial_{\phi} (\cos \phi \overline{s\bar{v}}) + \partial_z \overline{s\bar{w}} = -\text{div} \vec{F} + \frac{\overline{F_{dia}}}{T} \quad (1.76)$$



avec

$$\text{div} \vec{F} = -\frac{1}{a \cos \phi} \partial_{\phi} (a \cos^2 \phi \overline{\rho_r s' v'} + 2\Omega \sin \phi \cos \phi \frac{\gamma}{N^2} \partial_z (\rho_r \overline{s' w'})) \quad (1.77)$$

où

$$\vec{F} = a \cos \phi (\overline{s' v'} \vec{j} + \overline{s' w'} \vec{k}) \quad (1.78)$$

est le vecteur flux d'entropie par les perturbations (équivalent aux flux d'Eliassen Palm, mais pour la chaleur).

La circulation méridienne moyenne sur Terre transporte donc de l'entropie vers l'équateur dans les basses couches de l'atmosphère et vers les hautes latitudes dans les couches plus hautes. Comme globalement, il y a plus d'entropie en altitude qu'en surface, cette circulation transporte en moyenne verticale plus d'entropie de l'équateur vers les pôles. Les fluctuations transportent également de l'entropie vers les pôles sur Terre.

"Planètes" en rotation lente. Le bilan de chaleur dans l'atmosphère de Vénus a été peu étudié et la documentation sur ce sujet est faible. Pour des "planètes" qui tournent lentement comme Vénus et Titan, la circulation méridienne moyenne est suffisante pour transporter l'énergie (les gradients latitudinaux de température sont faibles sur Vénus et Titan dans la basse atmosphère), et les fluctuations seront alors peu efficaces pour le transport vers les hautes latitudes (instabilité barocline des moyennes latitudes présentes sur Terre).

### 1.6.3 Un exemple de visualisation du fonctionnement de la circulation atmosphérique terrestre

Lors d'une discussion avec François Lott, celui-ci m'a fait part de sa vision du fonctionnement de l'atmosphère terrestre, en tant que modélisateur, que j'ai trouvé très parlante et que je pense intéressant de présenter ici, d'autant qu'elle m'a servie de base de réflexion pour mes études sur les mécanismes régissant les atmosphères de Vénus et de Titan.

On considère initialement une atmosphère au repos à laquelle on applique un chauffage différentiel en latitude. Très vite, le terme  $\partial_t \bar{u}$  de l'équation 1.33.2 devient négligeable au profit de l'équilibre "cyclogéostrophique". La circulation méridienne moyenne se met donc en place rapidement (jusqu'à 30° sur Terre, circulation de Hadley) et le jet se renforce progressivement à cause du gradient thermique (qui apparaît dans  $\frac{1}{a} \partial_{\phi} \bar{\Phi}$ ). Au bout d'un certain temps, le jet devient instable et crée donc des instabilités. Il y a alors freinage dû aux perturbations. Sur Terre, les instabilités entraînent le moment cinétique vers les plus hautes latitudes et les plus basses altitudes jusqu'à 45° environ où il y a un puits de moment cinétique : l'atmosphère redonne son moment cinétique au sol.

Une fois que le jet et les instabilités sont "stabilisés", c'est à dire qu'ils n'évoluent plus dans le temps, le terme  $\partial_t \bar{u}$  devient négligeable (cf. équation 1.33.1) et le forçage par les ondes commence à intervenir :  $f\bar{v} = (\text{div} F)_x$  (cf. section 1.6.2.I). Les ondes vont alors prendre le relais et créer la circulation méridienne de Ferrel à plus hautes latitudes sur Terre. Ce sont donc les frictions et les ondes qui expliquent dans son ensemble la circulation méridienne sur Terre. Le forçage par les ondes interviendra plutôt dans la haute atmosphère alors que les processus de friction se produiront dans la basse atmosphère près de la surface. Un équilibre purement radiatif/convectif n'est donc pas possible car très vite

des instabilités se développent et génèrent une circulation.

La compréhension du fonctionnement de la circulation terrestre va nous servir de base pour comprendre les atmosphères plus complexes de Vénus et Titan et en particulier, le phénomène dynamique de superrotation qui s'y produit.

**Tableau 1.1 – Propriétés de base de Vénus, Titan et la Terre ( $T$  = jours terrestres,  $ansT$  = années terrestres,  $h$  = heures terrestres).** 62

Grandeur	Vénus	Titan	Terre
Propriétés astronomiques			
Distance au soleil en km (/Terre)	1.082x10 <sup>8</sup> (0.723 UA)	1427x10 <sup>6</sup> (9.5 UA)	1.496x10 <sup>8</sup> (1 UA)
Période orbitale (/Terre)	224.7 jT (0.62)	29.5 ansT (29.5)	(1 jT)
Période de rotation propre (sidérale) en jT	243 jT (rétrograde)	15.97 jT (prograde, synchrone autour de Saturne)	23.93 h (prograde)
Période du jour solaire	~117 jT~10 <sup>7</sup> s	~15.97 jT~1.4x10 <sup>6</sup> s	24 h
Excentricité	0.0068 (~ quasi-circulaire)	0.0565 (Saturne)	1.0167 (~ quasi-circulaire)
Obliquité	177.4° (rétrograde, pas de saison)	26°7 (saisons fortes)	23°45 (saisons)
Déplacement du soleil dans le ciel	d'ouest en est	d'est en ouest	d'est en ouest
Fréquence de rotation propre $\Omega$ en s <sup>-1</sup>	2.99x10 <sup>-7</sup> (rotation lente)	4.5x10 <sup>-6</sup> (rotation lente)	7.29x10 <sup>-5</sup>
Paramètre de Coriolis $f$ à 30° de latitude en s <sup>-1</sup>	6x10 <sup>-7</sup>	9x10 <sup>-6</sup>	1.5x10 <sup>-4</sup>
Constante solaire $C_s$ en W m <sup>-2</sup>	2620 (~2 fois le flux solaire reçu sur Terre)	15 (reçoit 1% du flux solaire)	1380
Synchronisation du corps	presque synchronisée avec le soleil	rotation synchronisée avec Saturne	
Propriétés du corps solide			
Masse $M$ en kg (/Terre)	4.87x10 <sup>24</sup> (0.817)	(0.023)	5.973x10 <sup>24</sup> (1)
Rayon à l'équateur $a$ en km (/Terre)	6051.5 (0.95)	2575 (0.4) (> Lune et Mercure, < Mars)	6378 (1)
Circonférence à l'équateur en m	3.8x10 <sup>7</sup>	1.6x10 <sup>7</sup>	4x10 <sup>7</sup>
Densité $\rho$ en kg m <sup>-3</sup> (/Terre)	5250 (0.95)	1881 (0.34)	5515 (1)
Gravité $g$ en m s <sup>-2</sup>	8.87	1.345	9.8
Vitesse équatoriale en m s <sup>-2</sup>	1.8	11.7	463.8
Surface	propriétés uniformes, -lacs quelques hauts reliefs	contrastes surface -océan	contrastes surface
Moment cinétique du corps solide en kg m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	2.1x10 <sup>31</sup>		5.86x10 <sup>33</sup>

Grandeur	Vénus	Titan	Terre
Propriétés atmosphériques			
<b>Composition :</b>			
Composition atmosphérique (pourcentage de volume)	96.5% CO <sub>2</sub> , 3.5 % N <sub>2</sub> , <0.1% SO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, Ar, CO,...	90-97% N <sub>2</sub> , 5% CH <sub>4</sub> ,...	(air sec) 78% N <sub>2</sub> , 21% O <sub>2</sub> , 1% Ar, <0.1% CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O très variable,...
Type d'atmosphère (et origine possible)	oxydante (CO <sub>2</sub> , volcanisme)	réductrice (CH <sub>4</sub> )	oxydante (O <sub>2</sub> , biologique et CO <sub>2</sub> , volcanisme)
Principaux éléments photodissociés	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub> , N <sub>2</sub>	
Principaux produits photochimiques	CO, H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> , SO, O <sub>2</sub> ,...	hydrocarbures, nitriles et composés oxygénés	H <sub>2</sub> , CO, O <sub>3</sub> ,...
Cycle de composés chimiques	cycle du soufre	cycle du CH <sub>4</sub>	cycle de l'eau
Composition des nuages	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> O	CH <sub>4</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	H <sub>2</sub> O (liquide, solide)
Masse molaire de l'air sec $M_a$ en g mol <sup>-1</sup>	43.44 (CO <sub>2</sub> )	27 (N <sub>2</sub> )	28.96 (air sec, N <sub>2</sub> )
63 Constante des gaz $R_a$ en J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ( $R/M_a$ )	191.4	310.1	287.1
<b>Structure thermique :</b>			
Température de surface $T_s$ en K	733	94 (glace)	288
Température effective $T_{eff}$ (Température d'équilibre) depuis l'espace en K	231-235	82-85	255
Effet de serre en K	500 (fort)	~10 (+anti effet de serre dû à la brume)	33
Température de la troposphère en K (altitude en km)	~180 (~70) (pas de stratosphère)	~70 (~40)	~210 (~10)
Température exosphérique en K	300 (jour), 100 (nuit)		1000 (en moyenne)
Echelle de hauteur H en km (à la surface)	8-(15.75)	18(-21.67)	(8.43)
Pression de surface $P_s$ en bar	92	1.45	1.013
Densité de surface $\rho_s$ en kg m <sup>-3</sup>	65		1.225
Altitude de l'homopause en km (en $\mu$ bar)	130 (0.02)	750 (0.01) (atmosphère 10 fois plus épaisse que la Terre)	100 (0.3)

Grandeur	Vénus	Titan	Terre
<b>Transfert radiatif :</b>			
Albédo moyen	0.75 (nuages)	0.2	0.3
Flux solaire absorbé en $\text{W m}^{-2}$	$\sim 130\text{-}160$	9-15 (>60%)	242 (23%)
Altitude d'absorption de l'énergie solaire	visible (dans et au-dessus des nuages), UV (>100 km)		visible (au sol surtout), UV (absorption par l'ozone >100 km)
Flux solaire à la surface en $\text{W m}^{-2}$	17 (2-3%)	1-2 (10%)	1400 (52%)
Flux solaire réfléchi en %	75% (nuages)	30% (brume)	25%
Chaleur massique à pression constante	800 (-1300)	1120	1004
$C_p$ en $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ (surface)			
Chaleur massique à volume constant	610 (-1100)	810	717
$C_v$ en $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ (surface)			
Coefficient adiabatique	1.2	1.4	1.4
$\frac{C_p}{C_v}$			
$\kappa = \frac{R_a}{C_p}$ (surface)	(0.16)-0.24	0.28	0.62
Gradient vertical adiabatique ( $\gamma = \frac{g}{C_p}$ ) en $\text{K km}^{-1}$ (surface)	11 (-7)	1.2	6.5 (air sec, 10 et air humide, 6)
Fréquence de Brunt Väisälä	0.006	0.004	0.011
N moyen en $\text{s}^{-1}$			
<b>Divers :</b>			
Masse de l'atmosphère en kg	4.77x10 <sup>20</sup>		5.3x10 <sup>18</sup>
Vents zonaux en $\text{m s}^{-1}$ (/vitesse de la surface)	$\sim 140$ à 70 km, au sommet des nuages (60, vents rétrogrades)	$\sim 110$ à 200 km, au sommet de la brume (10, vents progrades)	
Facteur de superrotation globale S	10		0.05
Excès de moment cinétique en $\text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$	3.4x10 <sup>28</sup>		1.6x10 <sup>26</sup>
Vitesse d'échappement en $\text{km s}^{-1}$	10.3	2.6	11.2
Vitesse thermique en $\text{km s}^{-1}$	2.2	1.8 (H s'échappe facilement)	4.1
Altitude de l'exobase en km	150-200	1300-1600	400-500
Présence de champ magnétique	non (champ magnétique induit)	pas de traces	oui
Vitesse du son à la surface en $\text{m s}^{-1}$	412		340

## Chapitre 2

# Le mécanisme de la superrotation : Etat de l'art

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le phénomène de superrotation : cas de Vénus et Titan . . . .</b>	<b>65</b>
<b>2.2</b>	<b>Transport du moment cinétique . . . . .</b>	<b>67</b>
<b>2.3</b>	<b>Théorème de Hide . . . . .</b>	<b>70</b>
<b>2.4</b>	<b>Rôle des perturbations dans le transport de moment cinétique</b>	<b>70</b>
<b>2.5</b>	<b>Les mécanismes de dissipation . . . . .</b>	<b>71</b>
<b>2.6</b>	<b>Différents mécanismes de maintien de la superrotation . . . .</b>	<b>72</b>
2.6.1	Modèles barotropiquement instables . . . . .	73
2.6.2	Interactions avec le Soleil . . . . .	75
<b>2.7</b>	<b>Rôle du vortex polaire . . . . .</b>	<b>78</b>
<b>2.8</b>	<b>Rôle des instabilités . . . . .</b>	<b>79</b>
<b>2.9</b>	<b>Résumé sur le cas de Vénus . . . . .</b>	<b>80</b>
<b>2.10</b>	<b>Analyse dimensionnelle du phénomène de superrotation . . . .</b>	<b>80</b>

---

Avec tous les outils théoriques développés ci-dessus, il va être possible d'aborder le problème particulier de la superrotation, présent dans les atmosphères dont le noyau solide tourne lentement.

### 2.1 Le phénomène de superrotation : cas de Vénus et Titan

Le phénomène qui domine la dynamique de l'atmosphère vénusienne est la présence de vents zonaux dans le même sens que la rotation solide de la planète (vers l'ouest, rétrogrades par rapport au spin du système solaire) de forte intensité, atteignant un maximum de 120 mètres par seconde au sommet des nuages (vers 70 km). Un tel phénomène est surprenant compte tenu de la rotation solide particulièrement lente de la planète (environ 243 jT). L'atmosphère, à ces altitudes, tournent donc environ 60 fois plus vite que la planète solide.

Sur Titan, l'analyse des contrastes latitudinaux de température qui avaient été mesurés par Voyager 1 suggérait que l'atmosphère tourne environ 10 fois plus vite que la planète solide, avec des vents zonaux qui atteignent 110 mètres par seconde vers 200 km. Les mesures effectuées ensuite par Cassini-Huygens ont confirmé ces résultats et précisé la direction des vents, indiquant que la superrotation se fait dans le sens de la rotation solide de Titan.

Un analogue des jets de hautes latitudes observés sur Vénus et Titan existe sur Terre à échelle beaucoup plus réduite : il s'agit du jet stream, ces vents zonaux de moyennes latitudes (vers 30°) qui prennent place au niveau de la branche descendante de la cellule de Hadley.

La difficulté est de comprendre d'une part l'intensité de ces jets, et d'autre part l'origine de la superrotation équatoriale qui sont propres à ces deux planètes. Il s'agit notamment de comprendre les mécanismes qui permettent de maintenir un excès de moment cinétique en altitude, en contrebalançant les effets de la dissipation verticale.

### Facteur de superrotation

Le phénomène de superrotation peut être défini par l'excès de moment cinétique contenu dans l'atmosphère par rapport à une atmosphère qui serait en rotation solide. Nous utilisons cette convention qui est définie dans (Lee, 2006b; Read et al., 1986b).

**Facteur de superrotation local.** En effet, on peut définir un facteur de superrotation locale par :

$$s = \frac{m_a - m_{solide}}{m_{solide}} = \frac{u}{\Omega a \cos \phi} \quad (2.1)$$

où  $m_a = a \cos \phi (u + \Omega a \cos \phi)$  est le moment cinétique spécifique absolu et  $m_{solide} = \Omega a^2$  est le moment cinétique qu'aurait une particule fluide au repos à la surface et à l'équateur. Cette définition indique que pour avoir un excès de moment cinétique,  $s$  doit être positif, caractérisant ainsi une superrotation locale.

**Facteur de superrotation global.** Pour évaluer une superrotation globale de l'atmosphère, on peut intégrer sur le volume les différentes formes de moments cinétiques. La superrotation globale représente alors l'excès de moment cinétique donné par le vent zonal, intégré sur toute l'atmosphère par rapport au moment cinétique contenu dans l'atmosphère au repos  $M_a$  (vent nul, Lewis and Read, 2003) :

$$S = \frac{\int \int \int_V m_a \cdot a^2 \cos \phi d\phi d\lambda dz}{M_a} - 1 \quad (2.2)$$

avec

$$M_a = \int \int \int_V \rho \Omega (a^2 \cos \phi) \cdot a^2 \cos^2 \phi d\phi d\lambda dz \quad (2.3)$$

L'atmosphère de Vénus est globalement en superrotation (facteur  $S=10$ ). Les atmosphères de Mars et de la Terre sont également très faiblement en superrotation ( $S \sim 0.05$ ). Titan possède aussi une atmosphère globalement en superrotation (Hourdin et al., 1995).

Lee (2006b) faisait remarquer que le facteur de superrotation globale pouvait se résumer au nombre de Rossby,  $\frac{U}{2\pi a \Omega}$  défini plus haut (cf. équation 1.41).

## 2.2 Transport du moment cinétique

Nous avons donné dans la section 1.6.2, l'équation du transport de la quantité de mouvement ( $\rho \vec{U}$ ). Etudier le transport du moment cinétique présente un intérêt supplémentaire dans le cadre de l'étude des fluides en rotation. En effet, Cette quantité est importante car elle est conservée à la fois globalement et par la composante axisymétrique de l'écoulement.

On a vu dans la section 1.4.1.II.A que le moment cinétique absolu d'une particule est  $m_a = \rho_r \vec{k} \cdot (\vec{s} \wedge \vec{U}) = \rho_r a \cos \phi (u + \Omega a \cos \phi)$ , où  $\vec{k}$  est la verticale locale et  $\vec{s}$  est la distance à l'axe ( $s = a \cos \phi$ ). Pour avoir le bilan de moment cinétique, on utilise la conservation de la quantité de mouvement dans le référentiel absolu. Le terme lié au géopotential disparaît et l'équation du moment cinétique dans un repère absolu s'écrit :

$$\frac{Dm_a}{Dt} = \vec{k} \cdot (\vec{s} \wedge \vec{\nabla} \cdot (-P\mathbf{I} + \mathbf{T})) \quad (2.4)$$

où  $\mathbf{T}$  est le tenseur de viscosité.

Pour évaluer les sources et les puits de moment cinétique dans l'atmosphère, il faut faire un bilan sur l'ensemble de l'atmosphère. Dans ce cas, le moment cinétique absolu total contenu dans l'atmosphère est  $M_a = \int \int_V m_a dV$ . L'équation ci-dessus peut se mettre alors sous la forme d'une divergence, ce qui montre que les échanges de moment cinétique ne peuvent se faire qu'aux bords de l'atmosphère Sadourny (2001) :

$$\frac{dM_a}{dt} = \int \int_{\Sigma} [(-P\mathbf{I} + \mathbf{T}) \cdot (\vec{k} \wedge \vec{s})] dS \quad (2.5)$$

Il ne peut donc pas y avoir de sources et de puits de moment cinétique dans l'atmosphère mais seulement des échanges par interaction avec la surface. Deux termes peuvent contribuer à ces échanges de moment cinétique : le terme de pression qui montre l'influence du relief et le terme de frottements.

### Effets du relief

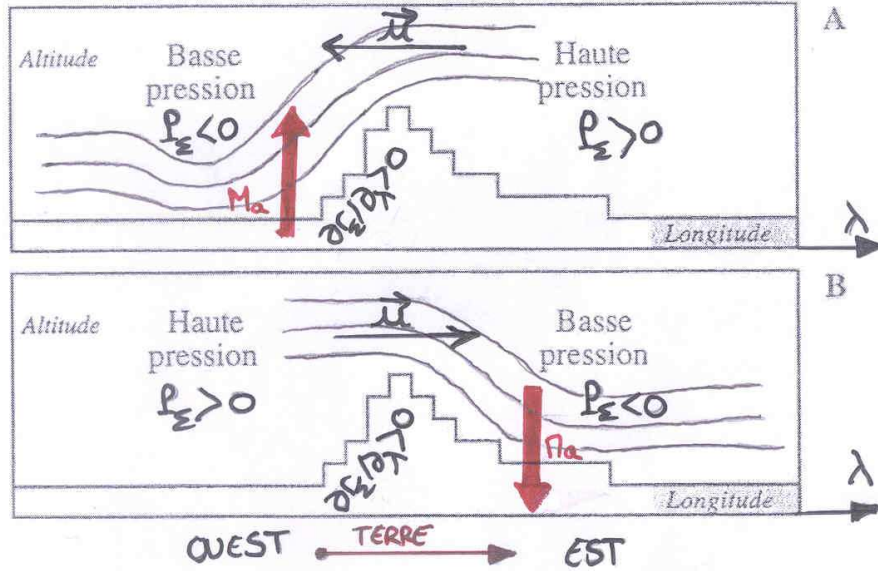
- L'effet du relief sur le pompage de moment cinétique entre l'atmosphère et la surface se fait par le terme de pression qui peut s'exprimer en fonction de l'interface  $\Sigma$  par :

$$\frac{dM_a}{dt} = - \int \int_{\Sigma} P_{\Sigma} \frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} r_{\Sigma}^2 \cos \phi d\lambda d\phi \quad (2.6)$$

où  $P_{\Sigma}$  représente la pression à l'interface  $\Sigma$ . L'interface est paramétrée par  $r_{\Sigma}(\lambda, \phi)$ . Si on regarde uniquement un écoulement zonal (qui correspond généralement au vent dominant), on peut faire une coupe en altitude-longitude et regarder l'influence de la pente d'un relief ( $\frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda}$ ) sur le transfert de moment cinétique (cf. Schéma. 2.1). Ce problème se résume alors à regarder la corrélation entre la pression à l'interface et la pente longitudinale du relief : quand la pression est négativement corrélée avec la pente ( $P_{\Sigma} \frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} < 0$ ), la planète solide tend à entraîner l'atmosphère dans son mouvement (vers l'est sur Terre et vers l'ouest sur Vénus). Du moment cinétique est alors fourni à l'atmosphère. Le vent zonal relatif ira donc des hautes pressions vers les basses, c'est à dire vers l'ouest, dans le sens opposé à la rotation solide vers l'est sur Terre. L'effet inverse se produit pour une pression positivement corrélée à la pente. Dans ce cas, la montagne va combler le "trou" formé par la basse pression.



Dans le schéma 2.1 qui a été fait dans le cas terrestre, il faut donc inverser les configurations en terme d'échange de moment cinétique pour le cas de Vénus en raison de la rotation solide opposée.



**Figure 2.1** – Illustration de l'effet du relief sur la dynamique du moment cinétique (échange de moment cinétique entre l'atmosphère et la planète solide en présence d'une montagne, sous l'effet des forces de pression), dans le cas terrestre (inverser pour le cas Vénus, en raison de la rotation solide de sens opposé). A : la planète solide communique du moment cinétique à l'atmosphère dans le cas terrestre (anticorrélation,  $P_{\Sigma} \frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} < 0$ ), et l'inverse pour Vénus (corrélation, ralentissement du fluide,  $P_{\Sigma} \frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} > 0$ , car  $\frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} < 0$ ). B : l'atmosphère redonne du moment cinétique à la planète solide dans le cas terrestre (corrélation,  $P_{\Sigma} \frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} > 0$ ), et l'inverse pour Vénus (anticorrélation, accélération du fluide,  $P_{\Sigma} \frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} < 0$ , car  $\frac{\partial r_{\Sigma}}{\partial \lambda} < 0$ ) (Illustration inspirée du cours de Sadourny (2001)).

#### Effets des frottements avec la surface

- Si on considère une surface sans relief, l'effet des forces de frottement entre l'atmosphère et la planète solide sur le transfert de moment cinétique est le même : par exemple sur Terre, lorsque l'écoulement va d'est en ouest à la surface (alizés sur Terre), la terre donne du moment cinétique à l'atmosphère et vice et versa pour des vents d'ouest. Il faut remarquer qu'on doit avoir équilibre entre les écoulements d'est et les écoulements d'ouest à la surface. De plus, le moment cinétique de la planète solide étant maximale à l'équateur, on s'attend à ce que du moment cinétique soit communiqué à l'atmosphère dans les régions équatoriales et rendu à la planète solide à plus hautes latitudes. C'est ce qui se produit avec la présence des alizés dans les régions équatoriales sur Terre et par les jets d'ouest aux moyennes latitudes. Cet équilibre implique que l'atmosphère doit transporter du moment cinétique de l'équateur vers les hautes latitudes.

**Équation locale de moment cinétique.** L'équation locale du moment cinétique peut se réécrire comme suit :

$$\frac{\partial m_a}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} m_a = -a \cos \phi \frac{\partial P}{\partial x} + a \cos \phi F'_{visq} + a \cos \phi F'_{ext} \quad (2.7)$$

Les forces de frottement avec la surface et les forces extérieures (marées gravitationnelles, forces magnétiques, etc.) constituent des sources fortes de moment cinétique absolu pour l'atmosphère, le relief et les gradients de pression non-axisymétriques jouant un rôle secondaire.

La conservation du moment cinétique peut se faire localement si les forces de frottements, les forces extérieures et les gradients de pression non-axisymétriques sont négligeables. Cela peut se produire pour un fluide axisymétrique (circulation méridienne moyenne), ce qui fait ainsi disparaître le terme de pression.

**Équation globale de moment cinétique.** Si on intègre l'équation 2.7 sur le volume de l'atmosphère depuis un rayon  $r_1$  jusqu'à l'infini (le terme de pression disparaît), on a (Gierasch et al., 1997a) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int \int_V m_a \cdot r^2 \cos \phi d\lambda d\phi dr = \left[ \int \int_S w m_r \cdot r^2 \cos \phi d\lambda d\phi - \int \int_S \tau_{r,\lambda} r^3 \cos^2 \phi d\lambda d\phi \right]_{r=r_1} \quad (2.8)$$

où  $m_r = \rho a \cos \phi u$  est le moment cinétique relatif de la particule,  $m_a$  est le moment cinétique absolu (cf. équation 1.40),  $w$  est la vitesse verticale.

Pour un état stationnaire, le flux vertical de moment cinétique (premier terme du membre de droite de l'équation 2.8) doit contrebalancer les effets visqueux (deuxième terme du membre de droite). Le terme de flux vertical de moment cinétique peut venir de la circulation méridienne axisymétrique car le moment cinétique est grand dans les régions équatoriales, ou bien d'une corrélation entre  $m_a$  et  $w$  en lien avec les transitoires.

#### Cas de la Terre : sources et puits de moment cinétique et transport induit

Afin de comprendre les mécanismes de redistribution du moment cinétique dans les planètes en rotation lente, comme Vénus, il peut être utile de rappeler ceux qui existent et qui sont bien connus sur Terre.

Le schéma 1.18 de la section 1.6.2.I (Holton, 1979) résume bien les mécanismes mis en jeu sur Terre. Le moment cinétique est communiqué à l'atmosphère par le terme de diffusion verticale de quantité de mouvement dans les zones de vents d'est appelés alizés (sens des vents opposé au sens de rotation de la planète solide, zones sources), et rendu à la planète solide dans les zones de vents d'ouest des moyennes latitudes (même sens de rotation que la planète solide, zones puits). Les échanges de quantité de mouvement avec la surface étant proportionnels au carré de la vitesse relative du fluide par rapport à la rotation solide ( $\overline{w'u'} = -C_d \bar{u}^2$ , où  $C_d$  est un coefficient de frottement, cf. section 3.4.1), les zones de vents d'ouest constituent un puit de moment cinétique aux moyennes latitudes.

Un transport de moment cinétique est alors nécessaire afin de rééquilibrer le bilan, des zones sources vers les zones puits. La circulation méridienne et les fluctuations (flux

d’Eliassen Palm) vont intervenir successivement dans ce transport. Dans la cellule de Hadley, c’est la circulation méridienne moyenne qui effectue principalement le transport, en aboutissant à la formation d’un jet vers 30°. Ce jet devenant instable par l’instabilité barocline sur Terre, va générer des perturbations qui prendront le relai pour transporter le moment cinétique vers les pôles.

## 2.3 Théorème de Hide

Pour avoir des atmosphères globalement en superrotation, on doit donc avoir un mécanisme qui permette de maintenir un excès de moment cinétique dans l’atmosphère par rapport à la planète solide.

Nous avons vu plus haut (cf. équation 2.7) qu’en l’absence de forces de frottements, de gradients non-axisymétriques de pression et de forces extérieures, le moment cinétique se conserve et est un traceur de l’écoulement (Hide, 1969; Read et al., 1986a). Le moment cinétique est créé ou détruit par interaction avec la surface et redistribué par la circulation méridienne.

Hide a montré que la superrotation équatoriale ne pouvait pas être expliquée uniquement par des effets axisymétriques (circulation méridienne moyenne) et qu’il est nécessaire de prendre en compte les effets non-axisymétriques. Les transitoires transportent du moment cinétique vers les zones en superrotation.

Une particule fluide (en réalité un anneau de fluide ayant pour centre l’axe de rotation de la planète) acquiert un maximum de moment cinétique de la planète solide à l’équateur.

## 2.4 Rôle des perturbations dans le transport de moment cinétique

On peut chercher à exprimer l’influence des transitoires sur l’écoulement moyen en terme de moment cinétique. Pour cela, on effectue un traitement similaire à celui qu’on avait fait subir au système d’équations qui régit l’atmosphère dans la section 1.3 (décomposition en moyenne plus fluctuations puis moyenne zonale, cf. équation 1.33), mais cette fois sur l’équation bilan du moment cinétique, on obtient (Read et al., 1986b) :

$$\frac{\partial \overline{m}_a}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi \overline{m}_a \overline{\mathbf{v}}^*) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{m}_a \overline{\mathbf{w}}^*) = \text{div} \vec{F} + \overline{X} \quad (2.9)$$

Les termes du milieu qui représentent l’advection de moment cinétique moyen par la circulation méridienne moyenne résiduelle (cf. équation 1.70 de la section 1.6.2.I) peuvent se mettre sous la forme plus condensée :  $\frac{\partial \overline{m}_a}{\partial t} + \overline{\mathbf{U}}^* \cdot \nabla \overline{m}_a = \text{div} \vec{F} + \overline{X}$ .  $\text{div} \vec{F}$  est la divergence du flux d’Eliassen Palm, qui donne l’accélération due aux transitoires.  $\overline{X}$  représente tous les termes dûs aux processus de friction (cf. section suivante 2.5).

L’orientation des flux d’Eliassen Palm est un diagnostic très utile pour évaluer la distribution des sources et des puits de moment cinétique dans l’atmosphère et comprendre par la même le mécanisme de superrotation.

Hou (1984); Hou and Goody (1985), à l’aide d’un petit modèle de Boussinesq, ont donné les sources de chaleur et de moment cinétique pour maintenir la circulation de Vénus, en

imposant les distributions méridiennes du vent zonal, de la température et du forçage radiatif. Ils ont supposé que le flux vertical de chaleur était plus fort que le flux vertical de moment cinétique par les perturbations (ce qui peut prêter à caution). Plusieurs grands résultats sont sortis de ce travail.

Ils suggèrent que la superrotation zonale peut être expliquée par une alternance de couches verticales de sources et de puits de moment cinétique (une succession verticale de divergences et convergences du flux d’Eliassen Palm), qui peut être causées par les marées thermiques. Entre 15 et 50 km, aux basses latitudes, une accélération par les transitoires est nécessaire pour compenser la décélération due aux mouvements ascendants des basses latitudes dans un environnement de fort cisaillement vertical. À plus hautes altitudes, aux basses latitudes toujours, un mécanisme conduisant à une décélération doit être présente vers 70-80 km et une accélération vers 65 km. Ces auteurs suggèrent que ces mécanismes peuvent se faire par un flux vers le bas de moment cinétique par les perturbations dans la régions des nuages et au-dessus. Cela est nécessaire pour équilibrer l’accélération causée par la circulation méridienne moyenne vers 70 km. Cependant ce mécanisme est un peu curieux car le flux est dans le sens opposé à un transport de moment cinétique des basses couches de l’atmosphère vers les plus hautes...

En résumé, ces auteurs ont conclu que la distribution du vent zonal nécessite un flux d’Eliassen Palm vers le bas dans et au-dessus des nuages (entre 50 et 80 km) dans les régions équatoriales. Plus bas en altitude, le maintien de la superrotation impose une convergence des flux d’Eliassen Palm vers 50 km, qui se fait par des flux vers le haut de la surface jusqu’à 50 km et horizontaux des hautes latitudes vers l’équateur dans une bande centrée autour de 50 km. Dans le travail qu’ils ont présenté, les perturbations peuvent être de deux types : les ondes et les mécanismes de friction.

Il s’agit donc d’une part de vérifier ces résultats par les modèles de circulation générale et par les nouvelles observations afin déterminer dans quelle mesure cette description est satisfaisante ou non pour décrire la dynamique vénusienne, et d’autre part de proposer des solutions pour la compréhension de certains mécanismes dynamiques précis. Entre autres, il s’agit de comprendre les mécanismes précis qui contrebalancent le transport vertical vers le haut de moment cinétique dans la basse atmosphère (Rossow, 1983). Est-ce les mécanismes de friction ou les ondes qui interviennent ? Cette question se pose aussi plus haut dans l’atmosphère où il faut expliquer le transport vers le bas dans les nuages. Quel rôle ont les marées thermiques dans le transport vertical de moment cinétique de l’atmosphère au-dessus des nuages ?

## 2.5 Les mécanismes de dissipation

Dans l’équation 2.9,  $\overline{X}$  correspond à un terme de friction, qui regroupe plus globalement tous les mécanismes de dissipation, c’est à dire l’ensemble des processus qui tendent à mettre l’atmosphère en corotation avec la planète solide.

- La nature précise de ces processus de friction n’est pas toujours très claire (Gierasch et al., 1997a) et fait probablement intervenir différentes échelles. Sur Vénus, il est possible que de grandes structures observées traduisent des processus de friction de grande échelle. Dans le cas classique, les candidats habituels pour les effets de friction sont des processus de plus petite échelle comme la viscosité moléculaire, liée

à la composition du fluide, et la turbulence. Sur Vénus, des structures turbulentes de petite échelle ont été observées sous la forme de fluctuations de température entre 45 et 60 km (couches stables) par les mesures radio de Pioneer Vénus (Woo and W., 1980; Woo et al., 1982), par les missions Mariner (Woo et al., 1974; Woo, 1975) et Venera (Timofeeva et al., 1978).

Il peut arriver que certains processus visqueux soutiennent la superrotation équatoriale comme par exemple, la turbulence anisotrope qui peut ramener du moment cinétique vers l'équateur (Gierasch et al., 1997a).

- Un autre mécanisme de dissipation peut se faire par absorption des ondes de petites échelles générées par différents types de sources (convection, topographie, instabilités, etc.). Sur Terre, l'effet de l'absorption des ondes est généralement de freiner l'atmosphère (Holton, 1979; Andrews et al., 1987). Cela dépend en fait du type de source. Les ondes ont tendances à tirer l'écoulement vers leurs vitesses de phase. Du coup, pour des ondes stationnaires, qui ont une vitesse de phase nulle, comme les ondes orographiques, l'absorption de ces ondes aura pour effet de freiner l'atmosphère. Dans d'autres cas, l'absorption des ondes peut accélérer l'écoulement. L'oscillation quasi-biennale sur Terre en est un exemple.

## 2.6 Différents mécanismes de maintien de la superrotation

De nombreux mécanismes ont été proposés afin d'essayer d'expliquer la redistribution du moment cinétique par les transitoires. De manière synthétique, les mécanismes peuvent se regrouper selon deux grandes catégories : certains font intervenir un transport horizontal (en latitude) de moment cinétique par des ondes planétaires de grandes échelles (Gierasch, 1975; Rossow and Williams, 1979), alors que d'autres font plutôt intervenir un transport vertical par des ondes de petites échelles (Leovy, 1973; Hou and Farrell, 1987; Fels, 1977; Gierasch, 1987), ou les marées thermiques.

Cette décomposition vient de l'expression du flux d'Eliassen Palm (cf. section 1.6.2.I) :

$$\vec{F} = \rho_r a \cos \phi (\overline{u'v'}, \overline{u'w'})$$

Le terme dominant de transport de moment cinétique donnera le mécanisme dominant qui produit la superrotation.

Les marées thermiques peuvent également transporter du moment cinétique verticalement (Fels and Lindzen, 1974; Pechman and Ingersoll, 1984; Covey et al., 1986) et vers l'équateur (Gierasch, 1975). Certains suggèrent également que les interactions gravitationnelles jouent un rôle (Gold and Soter, 1969, 1971) et des mécanismes plus généraux comme celui de la “flamme tournante”, supportée par des expériences en laboratoire, ont aussi été proposés.

Dans l'optique de déterminer le mécanisme dominant qui prend place dans les atmosphères en superrotation, les modèles numériques jouent un rôle de première place. Pendant longtemps, on a cherché à reproduire la superrotation observée sur Vénus, avec beaucoup de difficultés et la modélisation de ce phénomène pour cette planète reste encore actuellement sous caution. Curieusement, la modélisation du phénomène de superrotation sur

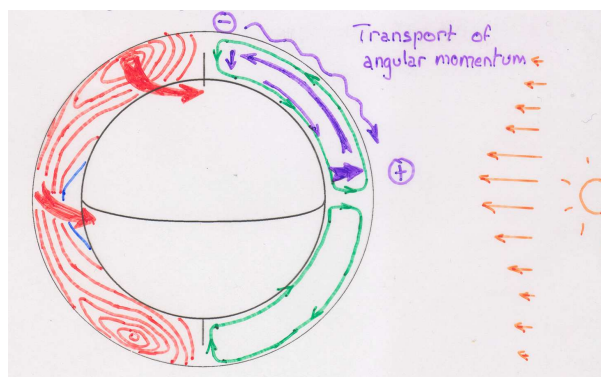
Titan s'est faite beaucoup plus rapidement et a donné très vite des résultats concluants avec des intensités correctes Hourdin et al. (1995) (cf. section 4.6).

Parallèlement aux modélisations numériques, l'apport de nouvelles observations sera également discriminant pour la compréhension de ce mécanisme. Venus Express a fourni une bonne quantité d'observations qui permettent de mieux contraindre la distribution des vents. Une mission japonaise (Venus Climate Orbiter) devrait se rendre autour de Vénus afin d'étudier en particulier ce mécanisme de superrotation.

### 2.6.1 Modèles barotropiquement instables

#### A) Processus de Gierasch

Sous un chauffage solaire qui varie en latitude, nous avons vu (cf. section 1.4.1.I.B) qu'une circulation méridienne moyenne se met en place très vite. Si on considère alors (dans une situation stable) qu'il y a plus de moment cinétique à l'équateur qu'aux hautes latitudes, la circulation méridienne moyenne transportera donc, à chaque instant, plus de moment cinétique vers le haut à l'équateur que vers le bas aux hautes latitudes. Il en résulte globalement un flux net de moment cinétique vers le haut qui permet de maintenir une superrotation en altitude contre les effets de la dissipation verticale.



**Figure 2.2** – Illustration du mécanisme de Gierasch (1975) (Hourdin, 1992). Les jets sont indiqués avec les grosses flèches rouges et les isocontours de vent zonal en rouge. La circulation méridienne moyenne est indiquée en vert avec les deux grandes cellules de Hadley. Le transport de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne est indiqué par les grosses flèches bleues : en moyenne, on a plus de moment cinétique qui est transporté vers le haut à l'équateur et vers les pôles dans la branche supérieure de la cellule de Hadley. Le transport de moment cinétique par les ondes est indiqué avec les flèches ondulées.

La circulation méridienne moyenne transporte également du moment cinétique vers les moyennes latitudes où un jet est créé. Il faut alors trouver un mécanisme qui ramène le moment cinétique vers l'équateur pour maintenir la superrotation équatoriale. Gierasch (1975) propose le mécanisme suivant : le jet des moyennes latitudes devient instable barotropiquement et génère alors un transport horizontal vers l'équateur via la création d'ondes planétaires de grande échelle, qui permet donc de maintenir une superrotation équatoriale

(cf. Fig. 2.2). Ce mécanisme a été proposé par Gierasch (1975) et développé par Rossow and Williams (1979), donnant ainsi le nom au mécanisme de Gierasch-Rossow-Williams (GRW). Comme le faisait remarquer Frederic Hourdin dans sa thèse (Hourdin, 1992), les mouvements barotropes tendront à réduire le gradient latitudinal de vitesse angulaire et à ramener le flot moyen vers une rotation solide (sans forçage diabatique).

En effet, le vent zonal de l'atmosphère de Vénus est quasiment en rotation solide. Sur Titan, l'atmosphère n'est pas, quant à elle, en rotation solide, peut-être en raison de mouvements barotropes plus faibles.

Une explication possible de l'importance du transport horizontal de moment cinétique par les perturbations et de la prédominance des ondes planétaires dans la zone de nuages a été proposée par Travis (1978); Rossow et al. (1980); Del Genio and Rossow (1982) : la circulation dans l'atmosphère de Vénus ressemble probablement à un écoulement quasi-barotrope, bidimensionnel et turbulent.

A l'origine, ce processus de transport horizontal de moment cinétique semblait curieux étant donné que les perturbations pouvaient transporter du moment cinétique à l'encontre du gradient de moment cinétique. En fait, les perturbations agissent comme la viscosité, c'est à dire comme une diffusion qui se fait à l'encontre des processus d'advection de moment cinétique de l'équateur vers les hautes latitudes.

L'état d'énergie le plus bas pour un disque de fluide en rotation correspond à un état où le fluide est en rotation solide avec un moment cinétique maximum sur le bord du disque. Un des problèmes non résolus est de comprendre pourquoi le transport de moment cinétique se fait horizontalement par des ondes de grande échelle plutôt que localement par les mécanismes de friction. Une piste pour ce problème a été donnée par Fjortoft (1953) à propos des cascades d'énergie cinétique vers les petites échelles dans un fluide 2D. Il existe également une cascade inverse vers des échelles plus grandes, qui pourraient se produire sur Vénus et ainsi expliquer le rôle des ondes. Kraichnan (1967) décrit la physique de ces cascades inverses de la même manière que pour les cascades décrites en 3D par Kolmogorov.

Au vue des différentes remarques, les processus bidimensionnels sur Vénus semblent jouer un rôle important, d'une part dans les mécanismes de dissipation par turbulence anisotrope et d'autre part pour expliquer le rôle des ondes.

A titre d'exemple, des expériences numériques (Herring and Métais, 1989) montrent que de tels cascades inverses se produisent dans un fluide bidimensionnel pour un nombre de Richardson (cf. équation 1.68) plus grand que 1. Cette condition est vérifiée sur Vénus dans les couches stables de l'atmosphère (vers 15 km, 40 km et plus haut au-dessus de 65 km). Ces couches pourraient donc préférentiellement développer des ondes de grande échelle pour le transport horizontal de moment cinétique.

### B) Transport vertical de moment cinétique par les ondes de petites échelles spatiales

Dans une configuration d'atmosphère barotropiquement instable, les ondes de petites échelles comme les ondes de gravité peuvent également transporter verticalement du moment cinétique (Leovy, 1973; Hou and Farrell, 1987).

Les ondes orographiques (ondes de gravité forcées par un relief) peuvent aussi jouer un rôle (Fels, 1977; Gierasch, 1987). Nous avons vu (cf. section 2.2) que du moment cinétique pouvait être communiqué à l'atmosphère lorsqu'un écoulement rencontre une montagne

par exemple. Plus précisément, ce moment cinétique pourra être transporté en altitude par propagation des ondes de gravité loin de la zone d'émission, puis rendu à l'atmosphère par déferlement de ces ondes, produisant une accélération ou une décélération selon la valeur de la vitesse de phase par rapport à l'écoulement moyen.

Les ondes de gravité produites par un relief sont des ondes stationnaires (vitesse de phase nulle) et par conséquent, ne produisent pas d'accélération de l'écoulement lorsqu'elles rendent leur moment cinétique par déferlement (ou absorption).

**Ondes de gravité dans l'atmosphère de Vénus.** Les ondes de gravité peuvent également être excitées par la convection, ce qui se passe probablement sur Vénus dans les basses couches de l'atmosphère où la convection est forte. Ces ondes se propagent alors verticalement et transportent donc du moment cinétique.

Hou and Farrell (1987) proposent que les ondes qui ont une vitesse de phase horizontale dans la même direction que le vent zonal moyen sont absorbées à certains niveaux critiques et accélèrent alors l'écoulement.

D'autres pensent que les ondes produites dans la couche limite ont des vitesses de phase horizontales petites et contribuent donc plutôt à ralentir l'écoulement. Un tel travail a été fait par Leroy and Ingersoll (1995). Ils ont assimilé la couche de nuages à la couche limite dans le sens où c'est une zone convectivement instable. Leur étude a montré que les ondes de gravité générées dans cette région ont une faible vitesse de phase par rapport au flot moyen où elles sont produites. En raison du fort cisaillement vertical du vent, les ondes transportant du moment cinétique qui pourraient accélérer l'écoulement sont absorbées très vite à quelques kilomètres de la zone d'émission et ne sortent pas de la zone convective. De telles ondes ne peuvent donc pas selon ces auteurs contribuer de manière notable à la superrotation. Les ondes de gravité qui se propagent de manière oblique dans la direction du vent zonal peuvent avoir des vitesses de phase un peu plus grandes mais leurs contributions au transport vertical de moment cinétique reste faible.

Il faut cependant remarquer que les altitudes des niveaux critiques d'absorption des ondes peuvent être considérablement modifiées par des effets non linéaire (Fritts and Dunkerton, 1984) et la question reste donc largement sans réponse précise car aucune étude n'a encore été faite pour évaluer dans quelle mesure les processus non linéaires "boostent" la propagation des ondes de gravité générées par la convection.

**Ondes de gravité dans l'atmosphère de Titan.** Des fluctuations de densité ont été mesurées dans l'atmosphère de Titan par Voyager 1, et pourraient être attribuées à la propagation d'ondes de gravité (Friedson, 1994; Hinson and Tyler, 1983).

### 2.6.2 Interactions avec le Soleil

L'oscillation temporelle de la position relative de la planète et du Soleil induisent des effets sur l'atmosphère, que ce soient des variations d'ensoleillement, conduisant à des marées thermiques ou des contraintes gravitationnelles.

#### A) Cas de Vénus



**a) Marées thermiques de Fels.** Les marées thermiques se propagent verticalement depuis la zone de maximum de chauffage solaire (à la base des nuages sur Vénus), vers le haut au-dessus des nuages et vers les bas en-dessous et transportent donc du moment cinétique verticalement. Sur Vénus, le transport vertical de moment cinétique par les marées thermiques (composantes diurnes et semi-diurnes) a toujours été un sujet d'étude privilégié. Lindzen (1990) adaptèrent la théorie des marées thermiques au cas de Vénus et permis à Fels and Lindzen (1974); Lindzen (1977) de suggérer l'importance possible de ces ondes de gravité d'échelle planétaire dans le mécanisme de superrotation. En effet, ils ont montré que l'écoulement pouvait être accéléré lorsque le vent moyen était égal à la vitesse de phase des marées thermiques. Ils ont précisé que ce mécanisme seul ne pouvait expliquer l'accélération de l'atmosphère d'un état au repos jusqu'à une centaine de mètres par seconde sur Vénus, mais pouvait y contribuer. Hou et al. (1990) ont démontré à l'aide d'un petit modèle que les marées thermiques pouvaient contribuer à la superrotation au niveau de la couche nuageuse seulement.

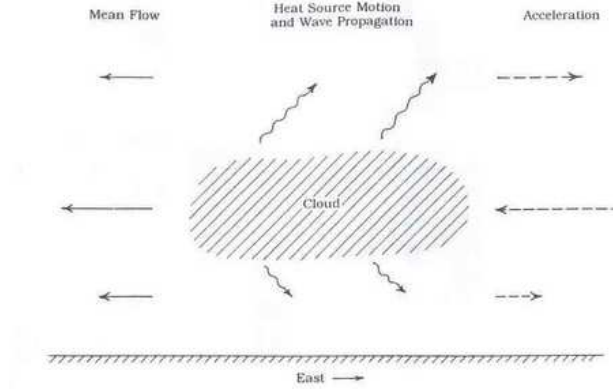
Pechman and Ingersoll (1984) ont calculé la structure des composantes diurnes et semi-diurnes sur Vénus, à l'aide d'un modèle d'équations primitives linéarisées. Ils ont montré que la composante semi-diurne dominait sur la composante diurne et que celle-ci expliquait les oscillations observées dans la température mésosphérique par Pioneer Venus, qui s'amorcent vers 80 km (cf. Fig. 5.4 de la section 5.2.3). De nombreuses études sur les marées thermiques sur Vénus se succédèrent ensuite (Fels, 1986; Leovy, 1987; Hou et al., 1990; Newman and Leovy, 1992).

Les marées thermiques peuvent aussi transporter du moment cinétique horizontalement mais ce transport est généralement moins important que le transport vertical.

**b) Mécanisme de la flamme tournante de Schubert.** Peu de temps après la découverte de la superrotation dans l'atmosphère de Vénus, un mécanisme a été proposé pour expliquer les vents zonaux observés. Ce mécanisme connu sous le nom de mécanisme de "la flamme tournante" a été proposé en 1969 par Schubert and Whitehead (1969) et est lié aux marées thermiques. Le dispositif expérimental consistait à mettre en rotation un anneau de mercure posé au-dessus d'une flamme en rotation. Ils ont observé une rotation du mercure jusqu'à 4 fois plus rapide que la flamme. Il montre, au cours de cette expérience, qu'une source de chaleur en mouvement peut induire un écoulement moyen et propose donc que l'écoulement zonal moyen observé sur Vénus est produit par le déplacement du point subsolaire au niveau du maximum d'absorption solaire, c'est à dire dans la couche de nuage.

Le moment cinétique va être transporté verticalement depuis la zone de maximum de chauffage solaire par des ondes qui sont émises dans cette région et qui se propagent vers le haut au-dessus des nuages et vers le bas en-dessous (cf. Fig. 2.3). Cela va produire une force de recul dans la zone d'excitation des ondes qui va accélérer cette région dans la direction opposée où les ondes sont transmises (direction du vent zonal).

Sur Vénus, le Soleil se déplace vers l'est, alors que les vents zonaux sont vers l'ouest. Du coup, une onde stationnaire par rapport au Soleil s'établit, qui se propage verticalement dans la direction opposée au vent zonal. L'accélération produite dans le nuage va donc décroître à mesure qu'on s'éloigne des nuages. En effet, les ondes qui se sont propagées vers le haut, vont perdre leur moment cinétique et finiront par déferler en raison de la



**Figure 2.3** – Mécanisme de la flamme tournante énoncée par Schubert and Whitehead (1969). Ce mécanisme montre comment l’absorption de l’énergie solaire dans les nuages vénusien et la propagation verticale des marées thermiques qui en résulte, induisent une accélération de l’écoulement moyen, par effet de “recul” (Illustration de Gierasch et al., 1997a).

densité ambiante décroissante quelques hauteurs d’échelles plus hautes. La composante qui se propage vers le bas sous les nuages est quant à elle plus faible.

Le moment cinétique va être redistribué par les ondes qui sont émises depuis la zone de maximum de chauffage solaire, créant ainsi une réaction qui va accélérer la zone de nuages.

Ce mécanisme pourrait jouer un rôle dans la haute atmosphère mais ne permettrait pas d’expliquer la superrotation de la basse atmosphère (rossow, 1983). En effet, les observations de Pioneer Venus ont montré que la densité de moment cinétique ( $\rho m_a$ ) de l’atmosphère vénusienne présente un maximum vers 20 km (cf. Fig. 5.18 de la section 5.2.6) et décroît ensuite continuellement jusqu’aux nuages et aussi jusqu’à la surface (Schubert et al., 1980a,b). Cette distribution semble donc fortement montrer que la zone d’accélération de l’écoulement est autour de 20 km et non vers 50 km. Le transport vertical de moment cinétique est donc faible au-dessus de 20 km selon les observations de Pioneer Venus.

Une autre difficulté pour ce modèle vient des termes de friction qui sont ad hoc dans les modèles, étant donné qu’on ne sépare pas, dans les processus sous-grille, les processus dus à la friction et ceux dus aux ondes qui interviennent eux dans le terme d’Eliassen Palm.

**c) Retour sur le transport de moment cinétique par les marées thermiques.** Le transport vertical de moment cinétique a été étudié par Newman and Leovy (1992). Dans leurs calculs, ils trouvaient que ce transport se faisait surtout entre 65 km, où les ondes étaient émises et 90 km où elles sont absorbées. Ce travail permettait de bien rendre compte de la structure dynamique de la mésosphère de Vénus. L’équilibre vertical dans cette région se fait alors surtout entre les marées thermiques et l’écoulement moyen :  $\overline{u'w'} = \overline{uw}$ . Comme les marées thermiques et la circulation méridienne moyenne sont toutes deux forcées par le chauffage solaire, on a au premier ordre  $w' = \overline{w}$ , ce qui entraîne que  $u' = \overline{u}$ . C’est sur cet argument assez simple que Newman and Leovy (1992) ont montré que le transport par les marées thermiques se faisait surtout au-dessus des nuages et que celles-ci ne peuvent expliquer l’écoulement moyen de la basse atmosphère.

Ils ont montré aussi que le transport horizontal de moment cinétique par les marées thermiques est soumis aux mêmes restrictions. Si  $v' = \bar{v}$ , avec l'équilibre horizontal :  $\frac{u'v'}{a} = \frac{\bar{u}\bar{v}}{a}$ , alors  $\bar{u}$  ne peut raisonnablement pas dépasser  $u'$ . Cela expliquerait que les vents zonaux observés dans la couche de nuage correspondent à peu près à la vitesse de rotation des marées thermiques dans le référentiel en mouvement.

**d) Couple extérieur gravitationnel dû au Soleil.** Le calcul du couple gravitationnel exercé par le Soleil sur le bourrelet de marées thermiques (cf. section 1.5.1.a) a été développé pour Vénus par Teitelbaum and Cot (1981).

L'oscillation du bourrelet gravitationnel pourrait également avoir un impact sur le spin de la planète et par la même avoir un impact sur la quantité de moment cinétique qui est communiqué à l'atmosphère (Bills, 2005).

#### B) Cas de Titan : interaction gravitationnelle due à Saturne

Peu d'études ont été faites sur Titan concernant l'analyse du transport de moment cinétique. Luz and Hourdin (2003); Luz et al. (2003) a étudié le transport latitudinal des ondes barotropes dans l'atmosphère de Titan à l'aide d'un modèle shallow-water (couche mince). Hourdin et al. (1995, 1996); Luz and Hourdin (2003); Luz et al. (2003) ont modélisé la superrotation sur Titan par le mécanisme de Gierasch énoncé ci-dessus (cf. section 4.6). La circulation méridienne transporte le moment angulaire vers les hautes latitudes (vers 60° de latitude environ). Le jet devenant barotropiquement instable génère des ondes qui ramènent le moment cinétique vers l'équateur, ce qui permet ainsi de maintenir une superrotation équatoriale.

Pour Titan, seuls des effets gravitationnels dûs à Saturne peuvent se faire sentir dans l'atmosphère. Titan étant synchrone sur Saturne, le couple gravitationnel qui s'exerce sur l'atmosphère est probablement induit par l'excentricité de l'orbite. Tokano and Neubauer (2002) ont étudié les marées causées par Saturne à l'aide d'un MCG 3D. A la différence de la Terre, les marées gravitationnelles ont un fort impact sur Titan du sommet de l'atmosphère jusqu'au sol, et particulièrement dans la basse atmosphère où d'autres forçages sont plus faibles. Les surfaces de pression oscillent de près de 1.5 hPa près du sol pendant une orbite autour de Saturne.

## 2.7 Rôle du vortex polaire

Pour des planètes en rotation lente, la circulation méridienne moyenne induit un transport de moment cinétique vers le haut à l'équateur et vers les pôles avec une branche descendante aux hautes latitudes. Le vortex polaire est créé par cette circulation méridienne moyenne en haut de la branche descendante. La conservation du moment cinétique (sans viscosité) donne une vitesse infinie aux pôles (cf. section 1.4.1.II.A). Afin de résoudre cette singularité aux pôles qui est obtenue avec des considérations théoriques simplifiées, on peut faire intervenir des mécanismes de friction qui vont commencer à devenir importants aux hautes latitudes. La dissipation va donc tendre à réduire les gradients latitudinaux de

vents zonaux au niveau des pôles, sans pour autant empêcher la conservation du moment cinétique.

**Cas des vortex vénusiens.** Il est possible que les deux grands systèmes dépressionnaires qui sont observés sur Vénus au niveau des pôles contribuent à la redistribution du moment cinétique vers les basses couches de l'atmosphère (Taylor, 1980). Sur les images de Mariner 10, le vortex apparaît comme un enroulement en spirale de la couche nuageuse. Le rôle d'un tel vortex dans la dynamique n'est pas encore clair (cf. Fig. 5.17 de la section 5.2.6).

## 2.8 Rôle des instabilités

L'étude des instabilités présentes dans les atmosphères de Vénus et Titan permettent de mieux comprendre la dynamique de ces atmosphères en superrotation.

L'instabilité inertielle exposée dans la section 1.6.1 traduit l'écart de stabilité par rapport à l'équilibre du vent thermique qui assure la décroissance du moment cinétique de l'équateur vers les pôles. Si le moment cinétique augmente localement avec la latitude (ce qui peut se produire dans les jets des moyennes latitudes sur Titan), de l'instabilité inertielle apparaît. Sur Vénus, qui ne présente pas foncièrement de jets de moyennes latitudes mais plutôt un profil de vent constant en latitude, de l'instabilité inertielle devrait être présente à l'équateur.

Alors que l'instabilité inertielle permet de diagnostiquer de manière indirecte le transport de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne, l'instabilité barotrope, elle, intervient plutôt sur le rôle des transitoires. Nous avons vu (cf. section 1.6.1) que l'instabilité barotrope est liée au gradient latitudinal de la vorticité absolue de l'écoulement moyen. La vorticité absolue de cet écoulement moyen peut s'écrire :

$$\eta = -\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi + a\Omega \cos^2 \phi) \quad (2.10)$$

soit en terme de moment cinétique absolu :

$$\eta = -\frac{1}{a^2 \cos \phi} \frac{\partial m_a}{\partial \phi} \quad (2.11)$$

Ainsi, lorsque le gradient latitudinal de vorticité potentielle s'annule, la dérivée seconde du moment cinétique s'annule.

Historiquement, le rôle de l'instabilité barotrope dans les atmosphères en superrotation a été pour la première fois suggérée par Rossow (1983), dans des simulations numériques pour une planète type Vénus. Del Genio and Suozzo (1987) a montré que dans une circulation non axi-symétrique, les modes dominants sont surtout baroclines pour des planètes en rotation rapide et barotropes pour des planètes en rotation plus lentes comme Vénus et Titan.

## 2.9 Résumé sur le cas de Vénus

La compréhension de la superrotation vénusienne passe par la compréhension des mécanismes de transport de moment cinétique de la basse atmosphère. Pour cela, il est nécessaire de comprendre l'équilibre mis en jeu entre les différents forçages qui tendent à accélérer l'écoulement et ceux qui tendent à le freiner. Deux grands mécanismes peuvent intervenir : les ondes et les processus de friction comme la turbulence et les forces de viscosité.

Deux mécanismes ont été suggérés. Le premier fait intervenir uniquement un transport vertical de moment cinétique par les perturbations alors que le deuxième maintient la superrotation par un transport horizontal de moment cinétique par les perturbations vers l'équateur et un transport vertical par la circulation méridienne moyenne à l'équateur. En fait, il est fort possible que le mécanisme final soit une combinaison de ces deux mécanismes (Gierasch et al., 1997a). Pour tester ces différentes hypothèses, une analyse par des modèles numériques est nécessaire en lien avec des observations précises de cette région de l'atmosphère de Vénus.

**Pourquoi le phénomène de superrotation n'est toujours pas compris...** Le phénomène de superrotation a été pour la première fois mis en évidence dans les années 1960, par l'observation du déplacement des structures sombres présentes dans les nuages de Vénus (cf. section 5.2.6). Depuis, aucune conclusion définitive n'est ressortie des longues années d'études théoriques et observationnelles. De nombreuses difficultés sont inhérentes à la nature même du phénomène de superrotation. Les modèles numériques ont des difficultés à simuler la circulation vénusienne (cf. section 5.4). La "prédiction" des vents sur Titan par des MCGs a été un élément déterminant pour "relancer l'étude de la superrotation" dans les années 90, notamment par la mise en évidence de l'importance du processus de Gierasch dans cette atmosphère modélisée (Hourdin et al., 1995; Luz and Hourdin, 2003; Luz et al., 2003), mais le cas de Vénus a l'air plus délicat... La difficulté réside également dans la précision des observations. En effet, les mécanismes mis en jeu étant du deuxième ordre (termes de perturbation), la précision requise est d'autant plus grande : le transport de moment cinétique par les perturbations est de l'ordre de quelques centimètres par seconde et est en-dessous de la précision des sondes Pioneer Venus et de Venus Express (de l'ordre du mètre par seconde). Il est également difficile d'obtenir des mesures précises de l'atmosphère à quelques kilomètres de la surface en raison de la stratification thermique forte.

## 2.10 Analyse dimensionnelle du phénomène de superrotation

On peut caractériser deux types de planètes : les planètes en rotation lente du type de vénus et Titan et celles en rotation plus rapides comme la Terre et Mars.

- Les planètes en rotation lente se caractérisent par une “machine thermique” plus efficace. L'atmosphère de ces atmosphères est généralement épaisse (opaque au rayonnement solaire) avec des impacts radiatifs importants : une forte réflexion du rayonnement solaire par les nuages sur Vénus et une forte absorption solaire par les aérosols sur Titan. Il n'est pas évident de savoir a priori si c'est le fait que ces planètes tournent plus lentement, qui permet de maintenir une telle couverture nuageuse sur

Vénus et de brume d'aérosols pour Titan. Il est possible qu'en raison de la faible rotation solide, les différents composants de ces atmosphères "sédimentent" plus facilement au lieu d'être brassé efficacement par des perturbations baroclines comme sur Terre. Cela se traduit par des transferts radiatifs un peu particulier pour ces atmosphères. L'atmosphère de ces planètes est globalement stable et la circulation méridienne moyenne s'étend jusqu'aux pôles.

- Pour les planètes en rotation plus rapides, l'atmosphère est moins stable et la vorticité absolue de l'écoulement est dominée par le paramètre de Coriolis.

Il existe donc deux moteurs principaux pour la superrotation : la rotation planétaire (rotation lente) et la machine thermique (atmosphères opaques), même si les deux ne sont pas forcément indépendants.

Pour étudier le phénomène de superrotation, on peut essayer de chercher dans quel régime dynamique il se place. Pour cela, comme dans beaucoup de problèmes de mécanique des fluides, on peut effectuer une analyse dimensionnelle du problème afin de réduire le nombre de paramètres caractéristiques : propriétés caractéristiques du fluide (masse molaire ou volumique, viscosité, épaisseur de l'atmosphère, vitesse du vent, etc.), caractéristiques de la planète solide (rayon, gravité, rotation du spin, rotation orbitale), propriétés de l'orbite (excentricité, obliquité) qui vont définir l'impact saisonnier, propriétés radiatives de l'atmosphère (transmissions totales dans l'infrarouge et le visible, flux solaire au sommet), propriétés de la surface, etc.

On va faire alors apparaître des paramètres adimensionnels indépendant qui vont donner les régimes principaux. Les relations entre ces paramètres adimensionnels caractéristiques du problème peuvent permettre de déterminer des lois physiques sans écrire les équations fondamentales parfois très complexes. Cette relation est alors invariante par changement d'échelles. Cela permet donc d'établir les différentes combinaisons possibles de paramètres où ce type de phénomène (la superrotation en l'occurrence) peut se produire, indépendamment de l'échelle de l'étude. Il suffit d'avoir les mêmes paramètres adimensionnels pour que la similitude soit respectée. On peut réduire ainsi le nombre de mécanismes intervenant dans le phénomène étudié et d'en retenir les principaux.

Golitsyn (1975) a été le premier à suggéré la superrotation sur Tian sur la base d'arguments dimensionnels.

Pour effectuer cette étude, nous devons faire le bilan des grandeurs physiques (dimensionnelles) qui interviennent dans le problème. Nous retiendrons ici uniquement les caractéristiques de la planète solide qui donne l'impact de la rotation, les propriétés radiatives de l'atmosphère (transmissions totales dans l'infrarouge et le visible) et les propriétés du gaz (viscosité, épaisseur de l'atmosphère, vent moyen). On se limite donc à  $n=9$  paramètres dimensionnels. On a donc  $r=2$  paramètres indépendants (rang de la matrice : longueur et temps). D'après le théorème de Vashy Buckingham, on obtient donc  $N=n-r=7$  paramètres adimensionnels.

Nous nous sommes limités ici aux paramètres adimensionnels globaux dans l'optique de comprendre le mécanisme de superrotation. Nous supposons que les mécanismes locaux sont négligeables. Nous aurions pu faire intervenir d'autres paramètres caractéristiques du problème mais cela ne ferait qu'ajouter de nouveaux paramètres adimensionnels qui concerneraient des processus qu'on négligerait ensuite. En d'autres termes, nous nous plaçons dans des régimes dynamiques où ces processus sont négligeables.

Ainsi, nous avons construit les paramètres adimensionnels  $\pi_i$  à partir des paramètres du problème que nous avons retenus. On obtient :

- un nombre de Reynolds :  $Re = \frac{VH}{\nu}$  qui caractérise le degré de turbulence (régime laminaire/turbulent, cf. section 1.2.1)
- un nombre de Rossby :  $Ro = \frac{V}{2\Omega a}$  qui évalue l'intensité de l'advection par rapport à la force de rotation (cf. section 1.4.1.II.B)
- un nombre de Froude :  $Fr = \frac{V}{\sqrt{gH}}$  qui donne l'importance de la stratification verticale (régime fluvial/torrentiel, cf. section 1.4.2)
- un nombre d'Ekman :  $E = \frac{\nu}{2\Omega a^2}$  qui évalue les effets de friction par rapport à l'intensité de la rotation (cf. section 1.4.1.II.B)
- le rapport de la rotation du spin de la planète sur la rotation orbitale :  $\frac{\Omega_{spin}}{\Omega_{orbite}}$
- le rapport entre les opacités visible et infrarouge :  $\frac{\tau_{IR}}{\tau_{visible}}$
- le paramètre couche mince  $\epsilon = \frac{H}{a}$  (cf. section 1.2.3).

Le vent zonal moyen peut donc s'adimensionner comme :

$$\frac{U}{U_o} = f(\pi_i; \frac{z}{z_o}) = f(Re, Ro, Fr, E, \epsilon, \frac{\tau_{IR}}{\tau_{visible}}, \frac{\Omega_{spin}}{\Omega_{orbite}}; \frac{z}{z_o}) \quad (2.12)$$

avec  $U_o$  suit une loi de puissance en  $z^\alpha$ , car le phénomène de superrotation peut être considéré comme stationnaire et  $z_o$  suit aussi une loi de puissance en  $z_o \simeq z^\alpha$ .

On obtient alors les différents régimes dynamiques dont le phénomène de superrotation. Le phénomène de superrotation dépend de l'ensemble de ces paramètres adimensionnels. Et pour un certain domaine d'application de ces paramètres, on a le phénomène de superrotation.

Nous avons vu que le Reynolds est généralement grand, les nombres de Rossby et d'Ekman sont petits pour assurer l'équilibre "cyclogéostrophique", probablement que le nombre de froude doit être assez petit pour assurer une atmosphère stratifiée (cf. section 1.4.2). Nous avons vu que l'atmosphère est en couche mince ( $\epsilon$  petit), ce qui n'est pas tout à fait vrai pour Titan si on prend son atmosphère dans sa globalité. Ce paramètre n'est peut-être pas indispensable pour le régime de superrotation car il existe probablement un mécanisme de superrotation sur Jupiter où l'équilibre hydrostatique n'est plus vérifié (Rivier et al., 2001). Le paramètre  $\frac{\Omega_{spin}}{\Omega_{orbite}}$  ne semble pas non plus caractériser la superrotation car sur Vénus, ce paramètre est grand devant 1 alors que sur Titan, il est plus petit. Enfin,  $\frac{\tau_{IR}}{\tau_{visible}} \gg 1$  car les atmosphères en superrotation que nous connaissons, sont toutes deux opaques au rayonnement visible : sur Titan, 10% du rayonnement solaire atteint la surface et sur Vénus 2-3% seulement.

A priori, un système qui vérifie se trouve dans le domaine de validité de l'ensemble de ces paramètres adimensionnels devrait présenter le phénomène de superrotation.

Deuxième partie

MODÈLES DE CIRCULATION  
GÉNÉRALE DE TITAN ET VÉNUS





# Chapitre 3

## MCGs des atmosphères planétaires

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>85</b>
<b>3.2</b>	<b>Equations de la dynamique (équations discrétisées)</b>	<b>86</b>
3.2.1	Les équations de la dynamique	86
3.2.2	Discrétisation (maillage) et intégration temporelle	87
3.2.3	Dissipation horizontale	90
3.2.4	Le modèle 2D du 2D-CM Titan	90
<b>3.3</b>	<b>Paramètres de contrôle des MCGs planétaires</b>	<b>91</b>
3.3.1	Caractéristiques générales du MCG de Titan	92
3.3.2	Caractéristiques générales du MCG de Vénus	94
<b>3.4</b>	<b>Les paramétrisations de la physique</b>	<b>96</b>
3.4.1	Diffusion verticale turbulente et couche limite	96
3.4.2	Ajustement convectif	97
3.4.3	Cas de Venus : Cp variable	97
3.4.4	Interactions avec la surface	97
3.4.5	La photochimie : cas de Titan	98
3.4.6	La microphysique des brumes et des nuages : cas de Titan	101
3.4.7	Les couplages dynamique-microphysique-photochimie sur Titan	102
<b>3.5</b>	<b>Transfert radiatif</b>	<b>103</b>
3.5.1	Généralités sur la physique du transfert radiatif	103
3.5.2	Le TR du 2D-CM Titan : généralités	107
3.5.3	Le TR du MCG Vénus	108
<b>3.6</b>	<b>Etat initial et conditions aux limites</b>	<b>112</b>
3.6.1	Etat initial	113
3.6.2	Vents au sommet (couche éponge) et en bas	114
3.6.3	Flux des composés : cas de Titan	114

---

### 3.1 Introduction

Pendant cette thèse, j'ai utilisé les Modèles de Circulation Générale de Vénus et Titan, en effectuant des simulations et en faisant des tests sur l'impact de certains paramètres (cf. sections Titan et Vénus). Pour le modèle Vénus, j'ai contribué à stabiliser le modèle en

modifiant le schéma d'intégration temporelle du transfert radiatif (cf. section 3.5.3). J'ai également introduit des traceurs passifs dans ce modèle (cf. section 5.4.2).

Dans cette partie, j'ai rassemblé l'ensemble des caractéristiques des deux modèles utilisés.

Les Modèles de Circulation Générale comprennent essentiellement deux parties : la partie dynamique qui résout les équations primitives et qui est généralement commune aux versions terrestre et "planétaires", et la partie physique qui calcule le forçage de la circulation et qui est propre à la planète étudiée.

## 3.2 Equations de la dynamique (équations discrétisées)

### 3.2.1 Les équations de la dynamique

Les modèles numériques de circulation générale (MCG) intègrent sur la sphère et dans le temps les "équations primitives", qui sont une version simplifiée des équations de la dynamique énoncée dans la section précédente (cf. section 1.2.1).

Ces équations sont utilisées pour la simulation numérique du climat sur Terre ou dans d'autres environnements planétaires (Vénus, Mars, Titan, etc.), ainsi que pour la prévision météorologique.

#### Les approximations

Ces équations se résolvent dans le cadre de certaines hypothèses :

- L'épaisseur de l'atmosphère est négligeable devant le rayon de la planète. C'est l'approximation dite "couche mince" (cf. section 1.2.3). Pour le 2D-CM Titan actuellement utilisé, cette approximation est à la limite du domaine de validité : 500 km d'épaisseur contre les 2575 km de rayon. Pour un MCG qui prendrait en compte toute l'atmosphère de Titan, cette hypothèse ne serait clairement plus valable. Dans ce cas, on ne pourrait plus découpler les mouvements verticaux des mouvements horizontaux, dans le sens de l'approximation couche mince (cf. section 1.2.3).
- Les forces de marées gravitationnelles n'apparaissent pas dans les équations primitives de la dynamique.
- La gravité (dans le référentiel en rotation) est constante dans le temps et dans l'espace. Cette approximation est légitime sur Terre puisque les variations de la gravité peuvent atteindre au maximum 0.4%. En revanche, sur Titan, pour laquelle la gravité ( $g \sim 1.345 \text{ m s}^{-2}$ ) et le rayon ( $a \sim 2575 \text{ km}$ , cf. Table 1.2) sont faibles, on a des variations qui peuvent atteindre  $\sim 43\%$  à 500 km (incertitude relative).
- Le fluide est à l'équilibre hydrostatique (cf. section 1.4.1.I.A), ce qui implique que la pression décroît quand l'altitude croît. Cela permet d'utiliser la pression comme coordonnée verticale.  
En générale, l'équilibre hydrostatique est vérifiée sur toute l'épaisseur de l'atmosphère. Encore faut-il définir l'épaisseur d'une atmosphère. L'équilibre hydrostatique

n'est plus valable soit dans les mouvements convectifs de petites échelles, soit à plus grande échelle, à la limite supérieure de l'atmosphère lorsque le nombre de collisions pour maintenir la pression devient insuffisant. La limite est donnée par l'altitude de l'exobase où les particules fluides ont une probabilité  $1/e$  de s'échapper sans subir de collisions ( $\exp^{-\int_{z_e}^{\infty} Qn(z)dz} = 1/e$ , soit  $Qn_e H_e = 1$ ). Cela se traduit par le fait que le libre parcours moyen  $l$  est égal à l'échelle de hauteur ( $H = \frac{RT}{M_{ag}}$ ).

Sur Vénus, l'exobase se situe vers 150-200 km, sur la Terre, vers 400-500 km et sur Titan, vers 1500 km. Cela donne approximativement une épaisseur limite de l'atmosphère. En-dessous de l'exobase mais au-delà d'une certaine altitude, appelée homopause, l'équilibre hydrostatique est encore vérifié mais chaque constituant suit sa propre loi hydrostatique donnée par sa propre échelle de hauteur (il n'y a plus assez de mélange). La diffusion moléculaire devient dominante au détriment de la diffusion turbulente. Sur Vénus, l'homopause est vers 130-140 km (Izakov, 1977), sur Terre, vers 100 km et sur Titan entre 650 et 1000 km. Dans les modèles considérés ici, on est toujours largement sous l'homopause.

## Les équations

Les équations primitives sont écrites dans le référentiel de la planète en rotation. Elles ont été initialement développées par R. Sadourny (Sadourny and Laval, 1984) et codées en FORTRAN 77 par P. Le Van. Elles sont obtenues par discrétisation des lois de conservation présentées dans la section 1.2.1 et se composent : des équations de quantité de mouvement projetées selon l'horizontale, d'un bilan d'énergie, de l'équilibre hydrostatique selon la verticale et des équations de continuité de la masse (locale et intégrée sur l'épaisseur du fluide).

## Les variables

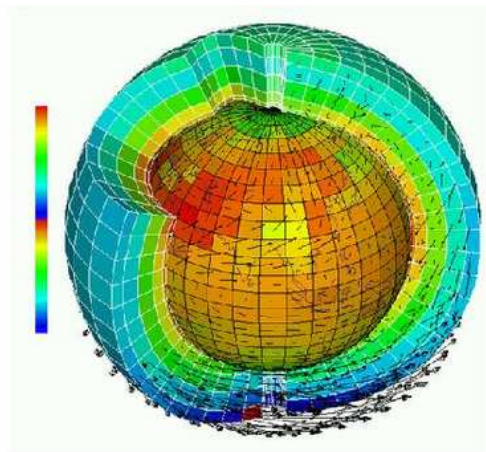
Dans ces équations, on peut distinguer différents types de variables, appelées aussi variables globales. Les variables pronostiques, dont l'évolution temporelle est explicitement calculée (les deux composantes de la vitesse horizontale  $u(x,y,P,t)$  et  $v(x,y,P,t)$ , l'enthalpie spécifique  $h(x,y,P,t)$ , la pression au sol  $P_s(x,y,t)$ , etc.) et les variables diagnostiques qui sont calculées à chaque instant à partir des variables pronostiques : la vitesse verticale  $w = \frac{dP}{dt}$ , définie par intégration de l'équation de conservation de la masse avec une condition limite supérieure (vitesse verticale nulle en  $P=0$ ) ; la densité de l'air  $\rho$ , définie à partir de l'équation d'état des gaz parfaits ; le géopotentiel  $\Phi$ , calculé à partir de l'équation hydrostatique avec la valeur du géopotentiel à la surface, donnée par la topographie.

Les termes sources, comme les termes de frottements et d'échauffement diabatique sont paramétrés en fonction des coordonnées spatiales  $(x,y,P)$ , du temps et des variables globales.

### 3.2.2 Discrétisation (maillage) et intégration temporelle

#### Discrétisation spatiale

Pour résoudre les équations de la dynamique (qui sont des équations continues), il est nécessaire de les discrétiser, c'est à dire de les résoudre sur des points de grille (cf. schéma



**Figure 3.1** – *Illustration du principe de discrétisation spatiale dans un modèle climatique (Illustration de Laurent Fairhead).*

3.1). A un instant donné, on calcule l'ensemble des variables globales sur chaque point de grille, puis à l'instant suivant, on regarde la variation temporelle de ces variables sur les mêmes points de grille.

La méthode utilisée pour discrétiser ce système d'équations utilise les différences finies (par opposition aux modèles spectraux). Cette méthode ne fait qu'exprimer les dérivées en utilisant les formules de Taylor.

Les équations primitives sont discrétisées spatialement sur une grille horizontale (longitude-latitude), dite “grille C d'Arakawa” (Kasahara, 1977) (décalage de 1/2 entre la grille des scalaires et la grille des vents pour faciliter le calcul des flux) et verticalement par couches (Holton, 1979). Cette discrétisation se caractérise par un nombre de points de grille (maillage) fixé (cf. Fig. 3.1).

La grille verticale est en coordonnées hybrides, avec la pression à chaque niveau d'altitude  $i$  (en raison de l'approximation hydrostatique) définie par :  $p(i) = a_p(i) + b_p(i) * P_{surf}$ . Cette grille permet d'atténuer les effets du relief dans les hautes couches du modèle, sans laquelle le modèle présenterait de fortes instabilités.

A hautes latitudes, (pour des latitudes supérieures à  $60^\circ$ ), un filtre en longitude est appliqué pour gérer correctement le rétrécissement du maillage et la singularité au pôle.

### Schéma d'intégration temporelle

Le modèle part d'un état initial (vents nuls, profil vertical de température), puis calcule l'évolution de ces variables à chaque pas de temps. A un instant  $t$ , la variable  $X_t$  est connue en un point de l'atmosphère. Le modèle évalue ensuite les tendances, c'est à dire les variations temporelles de cette variable ( $\partial_t X$ ). La connaissance de la variable à l'instant  $t$  ainsi que de ses tendances permet de calculer la valeur de cette variable à l'instant suivant.

### Conservation dans les modèles numériques

Le schéma temporel de la dynamique assure la conservation exacte de la masse, de la température potentielle, et de son carré pour les mouvements adiabatiques, de la vorticité potentielle pour les mouvements barotropes (Sadourny, 1975a,b), et le moment cinétique pour les mouvements axi-symétriques (Hourdin et al., 1996). Au début, les recherches s'étaient surtout portées sur la conservation des invariants fondamentaux comme l'énergie et l'enstrophie (carré du rotationnel du vent). Comme aucune formulation en différence finie ne peut conserver en même temps ces deux quantités, le LMD avait alors privilégié la conservation de l'enstrophie. Robert Sadourny a montré l'importance de la conservation de l'enstrophie car elle conduit à une plus grande stabilité numérique.

En effet, il y a une infinité de quantités conservatives dans les atmosphères et on peut montrer que seulement un certain nombre peut être conservé dans les modèles numériques. Des choix doivent donc être faits et sont donc entre autres à l'origine de différences entre les modèles numériques. La conservation de l'enstrophie au détriment de l'énergie est une spécificité des modèles du LMD.

Dans les premiers modèles du LMD, le moment cinétique n'était pas conservé, produisant des erreurs de dérive de la structure des alizés dans le modèle terrestre par exemple, jusqu'à leur disparition pour des simulations longues ou des difficultés à représenter correctement la superrotation dans un modèle vénusien (Tourte, 1984).

- Une modification du schéma d'advection du moment cinétique dans le modèle terrestre (mélange du moment cinétique dans le schéma d'ajustement convectif, travail effectué par M. H. Letreut, Hourdin et al., 1992) a permis alors de conserver partiellement le moment cinétique (conservation exacte du moment cinétique pour les mouvements axisymétriques), tout en conservant l'enstrophie.
- Mais cet ajustement pouvait se faire sur Terre sans trop de difficultés en raison surtout d'une dynamique qui s'y adaptait bien. Sur Vénus, où les ondes semblent jouer un rôle important dans la dynamique, une telle adaptation n'est plus suffisante.

Ces questions sont toujours à l'étude pour le bilan de moment cinétique dans le cas de Vénus. La conservation du moment cinétique est essentielle pour toute étude de simulations de la superrotation, et assure que celle-ci n'est pas produite de manière artificielle par des sources numériques (Hourdin et al., 1992).

### Stabilité numérique (CFL)

La stabilité numérique d'un modèle résulte d'un réglage du pas de temps d'intégration qui est lié à la résolution spatiale du modèle par le critère CFL (de Courant-Friedrichs-Lewy, 1928). On peut dire que plus la résolution spatiale d'un modèle est fine, plus le pas de temps ne peut être aussi petit qu'on le souhaite, au risque alors que le modèle devienne instable. La mesure qui donne le degré de résolution qu'on peut se permettre dans un modèle dépend des caractéristiques de l'atmosphère : le rapport entre la distance entre deux points du maillage sur le pas de temps, qui peut être vu comme une vitesse caractéristique de propagation des grandeurs physiques projetées dans le maillage informatique, doit rester supérieure à la plus grande vitesse de propagation possible dans l'atmosphère simulée. Dans les modèles qui sont développés la plus grande vitesse possible correspond à celle des ondes de gravité, étant donné que le modèle est "incompressible" (approximation de Boussinesq, cf. section 1.2.2).

Sur Terre, le pas de temps est de l'ordre de 5 à 10 min environ pour une résolution horizontale de 64 pas en longitude sur 48 pas en latitude et il peut être encore réduit par 2. Sur Vénus, les ondes peuvent atteindre des vitesses beaucoup plus grandes en raison de la densité élevée de l'atmosphère ( $c = \sqrt{gh}$ ). Pour l'instant dans le MCG Vénus, le pas de temps est de 1.4 min.

### 3.2.3 Dissipation horizontale

Il est nécessaire dans un modèle numérique de représenter les effets non linéaires qui apparaissent dans les équations primitives de la dynamique (comme par exemple les effets de la viscosité). Ces effets sont dus à l'interaction entre les écoulements sous-maille et les mouvements de plus grande échelle qui sont résolus par le modèle. Le problème revient à paramétrer les processus de turbulence bidimensionnelle et de représenter les processus complexes de cascades de l'énergie entre les différentes échelles (Pedlosky, 1979). Le réglage de la dissipation horizontale influe donc directement sur certains problèmes de conservation (telle que celle de l'ensrophie)(Millésime et al., 2001).

Ce paramètre influe également sur la stabilité des modèles. En effet, si l'énergie (ou ensrophie) cascade des grandes échelles vers les plus petites qui ne sont pas résolues par le modèle, cette énergie va finir par s'accumuler aux échelles du maillage et produire des instabilités. Un opérateur est donc introduit dans les modèles pour représenter l'effet de la dissipation horizontale sous-maille (laplacien itéré).

$$\frac{\partial}{\partial t} = (-1)^{n_{diss}} \frac{1}{\tau_{diss}} (\delta x)^{2n_{diss}} \Delta^{n_{diss}}$$

Cet opérateur fait intervenir deux paramètres : un nombre caractéristique d'itérations  $n_{diss}$  et un temps caractéristique de dissipation sous-maille  $\tau_{diss}$ . Ces paramètres pour Vénus et Titan sont données dans les sections 3.3.1 et 3.3.2 .

### Effet sur la conservation de moment cinétique

Selon la valeur de la dissipation horizontale, on coupe en fait l'intervention de certaines ondes dans la dynamique, qu'on remplace alors par de la dissipation. C'est pour cette raison que plus la dissipation est grande (de même pour la résolution), mieux le moment cinétique est conservé.

- En fait, plus la dissipation est grande, plus on prend en compte d'échelles différentes et donc moins il y a d'accumulation d'énergie sur la grille du modèle.
- Pour la résolution, plus elle est grande, mieux on résoud bien les processus de petites échelles (comme des ondes de hautes fréquences) et donc mieux est conservé le moment cinétique.

### 3.2.4 Le modèle 2D du 2D-CM Titan

Une version 2D (latitude-altitude) du Modèle de Circulation Générale a été développée pour Titan, appelé Modèle Climatique 2D (2D-CM) (Luz and Hourdin, 2003; Rannou et al., 2004). Ces modèles permettent d'étudier les mouvements axisymétriques présents dans les atmosphères (comme par exemple la circulation méridienne de Hadley sur Terre). Ils permettent donc de s'affranchir des calculs de moyennes zonales qu'il est nécessaire de faire dans des modèles 3D pour étudier ces circulations moyennes. Ces modèles calculent les

mêmes variables (le vent zonal compris) mais stockent uniquement les coordonnées 2D des champs, permettant ainsi de réduire le coût du temps de calcul numérique. La réduction du temps de calcul avait d'ailleurs été la motivation principale pour passer à un modèle 2D, lors de l'ajout des modules photochimique et microphysique et des différents couplages.

### Paramétrisation de la diffusion horizontale par les ondes : cas de Titan

Le modèle de Titan étant 2D, il était nécessaire de paramétrer le transport horizontal par les ondes, que ce soit pour le moment cinétique, les composés chimiques, la brume ou la température (Luz et al., 2003). Le traitement du transport horizontal des traceurs par les ondes se fait différemment de celui du moment cinétique.

Le modèle diagnostique les instabilités barotropes, mais ne peut pas générer les ondes 3D qui sont des processus non-axisymétriques. Leur effet est paramétré par une diffusion en latitude de vorticité potentielle. Un critère sur la vorticité a été paramétré dans le modèle 2D pour définir le déclenchement de l'instabilité (qui a effectivement lieu dans le modèle 2D). Quand ce critère est vérifié, le transport de moment cinétique par les ondes générées par ces instabilités est paramétré par une dissipation horizontale, dont la constante de temps est évaluée dans le modèle à partir du degré d'instabilité barotrope diagnostiqué au cours du calcul (Luz et al., 2003). La relation entre la constante de temps et le degré d'instabilité a été ajustée à partir de la comparaison de la dissipation de moment cinétique entre les modèles 2D et 3D . Ainsi, la constante de temps de dissipation horizontale de moment cinétique n'est pas fixée mais calculée en fonction du degré d'instabilité.

Pour le mélange des traceurs par les ondes, on utilise une méthode dite "en longueur de mélange", où intervient un coefficient de diffusion  $K$  (ou diffusivité). Ce coefficient est calculé à partir d'un modèle de Saint Venant (Luz and Hourdin, 2003) et ajusté par une fonction de Cauchy qui reproduit bien ce coefficient (dépend de l'amplitude, de la largeur à mi-hauteur et de la latitude). Le même critère que précédemment, permettant de mesurer le degré d'instabilité donne ensuite le lien entre les paramètres de  $K$  et l'écoulement zonal moyen. Ce critère est calculé explicitement dans le modèle 2D.

Ainsi, la paramétrisation du mélange des traceurs se fait par un coefficient de diffusion, et le mélange de moment cinétique par une constante de temps, mais les deux sont diagnostiqués directement par l'intermédiaire d'un critère portant sur le degré d'instabilité évalué dans le modèle 2D.

## 3.3 Paramètres de contrôle des MCGs planétaires

Une vingtaine de paramètres de contrôle doivent être fixés dans les MCGs. Ce sont des paramètres ne variant pas ou peu sur des échelles de temps astronomiques et contrôlés par des mécanismes externes aux processus atmosphériques agissant sur de grandes échelles de temps : dynamique gravitationnelle donnant les caractéristiques de l'orbite, de rotations, le rayon, la durée du jour (propriétés astronomiques) ; caractéristiques de la surface ; les mécanismes d'interactions avec des corps extérieurs comme des comètes ou avec la surface, conduisant aux différentes propriétés de l'atmosphère (composition chimique donnée de l'atmosphère, densité, etc.) (propriétés atmosphériques)...



Ces paramètres varient d'une planète à une autre.

### 3.3.1 Caractéristiques générales du MCG de Titan

Le modèle Titan utilisé ici est le fruit d'une dizaine d'années d'études au sein de l'Institut Pierre-Simon Laplace et de collaborations entre le Laboratoire de Météorologie Dynamique et le Service d'Aéronomie. Le modèle 2D est basé sur la version 3D du modèle développé par Hourdin et al. (1995).

Les niveaux sigma pour le modèle Titan, ainsi que les altitudes correspondantes sont données dans la Table 3.1. Le modèle s'étend sur 55 niveaux verticaux de la surface jusque 500 km environ dans la mésosphère, avec les 3 derniers niveaux qui servent de "couche éponge" (cf. section 3.6.2. Le sommet du modèle se situe à peu près à la limite du domaine de validité de l'approximation d'Equilibre Thermodynamique Locale (ETL) (quelques microbars, Yelle, 1991). L'étude de ce qui se passe dans les dernières couches au sommet du modèle doit donc être faite avec prudence. La résolution verticale est de 3 km environ dans la troposphère, 5 km à la tropopause et 10-15 km dans la stratosphère. La pression de surface est fixée à 1.429 bar.

**Tableau 3.1** – Les altitudes du MCG Titan, avec les pressions correspondantes (pour une pression de surface de 1.45 mbar) et températures correspondantes (en utilisant le modèle altitude/pression de, Lellouch and Hunten, 1997; Yelle et al., 1997)

Altitude (km)	Température (K)	Pression (mbar)	Altitude (km)	Température (K)	Pression (mbar)
0	93.8	$1.4 \times 10^3$	220	173.2	$4.8 \times 10^{-1}$
10	83	$8.4 \times 10^2$	240	175.4	$3.1 \times 10^{-1}$
20	76.4	$4.8 \times 10^2$	260	177	$2. \times 10^{-1}$
30	72.3	$2.6 \times 10^2$	280	178	$1.3 \times 10^{-1}$
40	70.7	$1.4 \times 10^2$	300	178.2	$8.9 \times 10^{-2}$
50	71.3	$7.7 \times 10^1$	320	177.6	$5.9 \times 10^{-2}$
60	76.9	$4.3 \times 10^1$	340	175.4	$4. \times 10^{-2}$
70	103.9	$2.6 \times 10^1$	360	174.2	$2.65 \times 10^{-2}$
80	123.6	$1.8 \times 10^1$	380	173	$1.8 \times 10^{-2}$
90	134.9	$1.3 \times 10^1$	400	171.8	$1.2 \times 10^{-2}$
100	142.1	9.58	420	170.7	$8.1 \times 10^{-3}$
120	151	5.44	440	169.6	$5.5 \times 10^{-3}$
140	158.6	3.21	460	168.5	$3.7 \times 10^{-3}$
160	163.8	1.95	480	167.4	$2.5 \times 10^{-3}$
180	167.3	1.2	500	166.4	$1.7 \times 10^{-3}$
200	170.5	$7.6 \times 10^{-1}$			

La discrétisation en latitude est de 48 points de grille (soit  $\sim 3.75^\circ$  ou  $\sim 167$  km).

Les équations dynamiques sont intégrées avec un pas de temps de 3 min et les paramétrisations physiques (transfert radiatif, microphysique des brumes, etc.) sont calculées 10

fois par jour Titan. La chimie est calculée 1 fois par jour Titan.

Dans le modèle Titan, le nombre d'itérations pour la dissipation est fixé à 2 et la constante de temps de dissipation horizontale est paramétrée ( $10^4$ s pour les plus petites longueurs d'onde de u et v, et  $5.10^7$  pour les plus petites longueurs d'onde de h). Les paramètres principaux du modèle Titan sont résumés dans la Table 3.2.

**Tableau 3.2** – Liste des paramètres principaux fixés dans le modèle Titan.

Paramètres	Valeurs
Rayon de la planète	6051.3 km
Gravité	$1.345 \text{ m s}^{-2}$
Période de rotation	15.97 jours terrestres
Rotation solide	$2.22 \times 10^5 \text{ s}$
Période de révolution	29.5 années terrestres
Jour solaire	$1.95 \times 10^6 \text{ s}$
Obliquité	27 degrés
Exentricité	0
Distance au soleil	$1427 \times 10^6 \text{ km}$
Pression de surface moyenne	$1.5 \times 10^6 \text{ Pa}$
Masse molaire moyenne	$27 \text{ g mol}^{-1}$
$C_p$	$1039. \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Constante de temps de dissipation horizontale	$10^4 \text{ s}$ (petites longueurs d'onde de u et v) $5.10^7$ (petites longueurs d'onde de h)
Nombre d'itération (opérateur de dissipation)	2
Paramètres de surface et de couche limite	
Albédo de surface	0.3
Inertie thermique de surface	$2000 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-0.5} \text{ K}^{-1}$
Rugosité de surface	0.01 m
Longueur de mélange	35 m
Coefficient de turbulence minimum	$1. \times 10^{-7}$

### 3.3.2 Caractéristiques générales du MCG de Vénus

Le Modèle de Circulation générale de Vénus est basé sur le modèle terrestre LMDZ4 (Hourdin et al., 2006). La résolution spatiale horizontale du MCG utilisée pendant cette thèse est 48 pas en longitude x 32 pas en latitude ( $7.5^\circ \times 5.623^\circ$ ), ce qui correspond à une résolution assez grossière ( $\sim 792 \text{ km} \times \sim 590 \text{ km}$ ) mais permettant néanmoins de pouvoir faire tourner le modèle dans des temps raisonnables : une estimation du temps de calcul est de  $3.10^5$ s par jour Vénus sur les ordinateurs les plus rapides du labo.

Les coefficients  $a_p$  et  $b_p$  de la grille hybride (cf. section 3.2.2) sont donnés dans la Table 3.3 pour les 50 niveaux verticaux du modèle, avec les pressions correspondantes (pour une pression de surface de 92 bar), ainsi que les altitudes correspondantes selon la “Venus International Reference Atmosphere” (VIRA, Seiff and the VEGA Balloon Science Team, 1987).

**Tableau 3.3** – Coefficients hybrides pour les 50 niveaux verticaux du MCG Vénus (niveau inférieur de chaque couche), avec les pressions correspondantes (pour une pression de surface de 92 bar) et altitudes correspondantes (en utilisant le modèle VIRA altitude/pression à l’équateur, Seiff and the VEGA Balloon Science Team, 1987)

Niveau	$a_p$	$b_p$	Pression (mbar)	Altitude (km)	Niveau	$a_p$	$b_p$	Pression (mbar)	Altitude (km)
1	0.	1.	$9.200 \times 10^4$	0.00	26	$1.96 \times 10^{+4}$	$4.67 \times 10^{-3}$	$6.259 \times 10^2$	53.9
2	31.1	$9.99 \times 10^{-1}$	$9.188 \times 10^4$	0.04	27	$1.89 \times 10^{+4}$	$2.82 \times 10^{-3}$	$4.485 \times 10^2$	56.1
3	$1.24 \times 10^{+2}$	$9.95 \times 10^{-1}$	$9.155 \times 10^4$	0.10	28	$1.82 \times 10^{+4}$	$1.52 \times 10^{-3}$	$3.213 \times 10^2$	58.2
4	$3.63 \times 10^{+2}$	$9.86 \times 10^{-1}$	$9.067 \times 10^4$	0.25	29	$1.72 \times 10^{+4}$	$6.28 \times 10^{-4}$	$2.302 \times 10^2$	60.1
5	$8.21 \times 10^{+2}$	$9.67 \times 10^{-1}$	$8.901 \times 10^4$	0.54	30	$1.56 \times 10^{+4}$	$9.62 \times 10^{-5}$	$1.650 \times 10^2$	62.0
6	$1.56 \times 10^{+3}$	$9.38 \times 10^{-1}$	$8.636 \times 10^4$	1.02	31	$1.18 \times 10^{+4}$	$4.62 \times 10^{-8}$	$1.182 \times 10^2$	63.9
7	$2.63 \times 10^{+3}$	$8.97 \times 10^{-1}$	$8.256 \times 10^4$	1.72	32	$8.47 \times 10^{+3}$	$2.00 \times 10^{-15}$	84.70	65.7
8	$4.07 \times 10^{+3}$	$8.42 \times 10^{-1}$	$7.754 \times 10^4$	2.69	33	$6.07 \times 10^{+3}$	0.	60.69	67.4
9	$5.89 \times 10^{+3}$	$7.75 \times 10^{-1}$	$7.135 \times 10^4$	3.97	34	$4.35 \times 10^{+3}$	0.	43.49	69.2
10	$8.03 \times 10^{+3}$	$6.96 \times 10^{-1}$	$6.413 \times 10^4$	5.58	35	$3.12 \times 10^{+3}$	0.	31.16	70.8
11	$1.04 \times 10^{+4}$	$6.09 \times 10^{-1}$	$5.613 \times 10^4$	7.55	36	$2.23 \times 10^{+3}$	0.	22.33	72.5
12	$1.30 \times 10^{+4}$	$5.17 \times 10^{-1}$	$4.772 \times 10^4$	9.90	37	$1.60 \times 10^{+3}$	0.	16.00	74.1
13	$1.54 \times 10^{+4}$	$4.25 \times 10^{-1}$	$3.928 \times 10^4$	12.6	38	$1.15 \times 10^{+3}$	0.	11.46	75.7
14	$1.77 \times 10^{+4}$	$3.37 \times 10^{-1}$	$3.122 \times 10^4$	15.8	39	$8.21 \times 10^{+2}$	0.	8.214	77.3
15	$1.97 \times 10^{+4}$	$2.57 \times 10^{-1}$	$2.389 \times 10^4$	19.2	40	$5.89 \times 10^{+2}$	0.	5.886	78.8
16	$2.12 \times 10^{+4}$	$1.88 \times 10^{-1}$	$1.754 \times 10^4$	23.1	41	$4.22 \times 10^{+2}$	0.	4.217	80.3
17	$2.21 \times 10^{+4}$	$1.34 \times 10^{-1}$	$1.257 \times 10^4$	27.0	42	$3.02 \times 10^{+2}$	0.	3.022	81.7
18	$2.25 \times 10^{+4}$	$9.55 \times 10^{-2}$	$9.008 \times 10^3$	30.7	43	$2.17 \times 10^{+2}$	0.	2.165	83.1
19	$2.26 \times 10^{+4}$	$6.77 \times 10^{-2}$	$6.454 \times 10^3$	34.1	44	$1.55 \times 10^{+2}$	0.	1.551	84.4
20	$2.25 \times 10^{+4}$	$4.78 \times 10^{-2}$	$4.635 \times 10^3$	37.4	45	$1.11 \times 10^{+2}$	0.	1.112	85.8
21	$2.22 \times 10^{+4}$	$3.36 \times 10^{-2}$	$3.314 \times 10^3$	40.5	46	79.7	0.	0.7965	87.1
22	$2.18 \times 10^{+4}$	$2.34 \times 10^{-2}$	$2.374 \times 10^3$	43.4	47	51.5	0.	0.5150	88.8
23	$2.13 \times 10^{+4}$	$1.62 \times 10^{-2}$	$1.701 \times 10^3$	46.3	48	28.3	0.	0.2826	91.0
24	$2.07 \times 10^{+4}$	$1.10 \times 10^{-2}$	$1.219 \times 10^3$	49.0	49	15.5	0.	0.1551	93.3
25	$2.02 \times 10^{+4}$	$7.30 \times 10^{-3}$	$8.735 \times 10^2$	51.5	50	8.51	0.	0.0851	95.5

L'orbite de Vénus est quasiment circulaire (excentricité nulle), et on néglige l'inclinaison de l'axe de rotation de Vénus ( $\sim 177^\circ$ ). La durée du jour Vénus est celle de la journée solaire vénusienne ( $\sim 10^7$ s, durée que met le soleil pour se retourner au zénith) (cf. section 5.2.1). L'ensemble des paramètres du modèle Vénus sont résumés dans la Table 3.4. La constante de temps de dissipation horizontale est fixée à  $3 \cdot 10^4$ s sous  $3 \cdot 10^6$ Pa,  $1.5 \cdot 10^4$ s entre  $3 \cdot 10^6$ Pa et  $5 \cdot 10^2$  Pa et  $3 \cdot 10^3$ s au-dessus de  $5 \cdot 10^2$  Pa et le nombre d'itérations pour la dissipation est 2. Ce paramètre ayant un impact sensible sur la dynamique dans le modèle Vénus, sa valeur est encore en train d'être testée.

**Tableau 3.4** – Liste des paramètres principaux du MCG Vénus utilisés dans le modèle.

Paramètres	Valeurs
Rayon de la planète	6051.3 km
Gravité	$8.87 \text{ m s}^{-2}$
Période de rotation	-224.7 jours terrestres
Rotation solide	$-3.2364 \times 10^{-7} \text{ s}$
Période de révolution	243. jours terrestres
Jour solaire	$1.0087 \times 10^7 \text{ s}$
Obliquité	180 degrés
Excentricité	0
Distance au soleil	$108.15 \times 10^6 \text{ km}$
Pression de surface moyenne	$9.2 \times 10^6 \text{ Pa}$
Masse molaire moyenne	$43.44 \text{ g mol}^{-1}$
$C_p$	$1000 \cdot (T/473)^{0.35} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Constante de temps de dissipation horizontale	$3 \times 10^4 \text{ s below } \sim 3 \times 10^6 \text{ Pa}$
	$1.5 \times 10^4 \text{ s}$
	$3 \times 10^3 \text{ s above } \sim 5 \times 10^2 \text{ Pa}$
Nombre d'itération (opérateur de dissipation)	2
Paramètres de surface et de couche limite	
Albédo de surface	0.1
Inertie thermique de surface	$2000 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-0.5} \text{ K}^{-1}$
Rugosité de surface	0.01 m
Longueur de mélange	35 m
Coefficient de turbulence minimum	$1 \cdot 10^{-7}$

### 3.4 Les paramétrisations de la physique

Les paramétrisations représentent des processus qui s'effectuent à une échelle spatiale sous-maille. Pour les modèles planétaires (Vénus, Titan, etc.), le nombre de paramétrisations est réduit par rapport au cas terrestre en raison ne serait-ce que du manque de données observationnelles de ces atmosphères et donc de l'impossibilité de valider correctement ces études. Les études étant moins contraintes se doivent donc de rester globales et les paramétrisations de processus sous-maille (comme les nuages, les processus de surface, etc.) seront développées en fonction du degré de connaissance observationnelle. Certaines paramétrisations sont cependant indispensables pour le bon fonctionnement d'un MCG et se doivent d'être présentes dans les modèles planétaires : ce sont les processus de turbulence, la couche limite, etc.

La manière de modéliser ces paramétrisations est souvent transposable d'une planète à l'autre, et ne diffère certaines fois que par les valeurs de certains paramètres caractéristiques.

#### 3.4.1 Diffusion verticale turbulente et couche limite

Les diffusions verticales turbulentes de la quantité de mouvement et de la chaleur sont représentées dans les modèles, au niveau de la couche limite. Les termes sources, qui sont la viscosité qui apparaît dans les équations horizontales de la quantité de mouvement, les processus diabatiques dans l'équation de la chaleur et de production et disparition de composés dans l'équation de conservation d'un composé, sont liés à la diffusion verticale turbulente et sont calculés par la divergence verticale d'un flux (cf. section 1.2.1) :

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho K_z \frac{\partial}{\partial z})$$

Le coefficient de diffusion turbulente  $K_z$  s'exprime en terme de longueur de mélange  $l$  et d'une estimation de l'énergie cinétique turbulente  $e$  :  $K_z = le^{1/2}$ , avec  $e = \text{Max}[l^2 \|\frac{\partial U}{\partial z}\|^2 (1 - Ri/Ri_c), e_{min}]$  où le nombre de Richardson s'écrit :  $Ri = \frac{g\partial\theta/\partial z}{\theta(\partial U/\partial z)^2}$ . On rappelle que  $U$  est une vitesse caractéristique et  $\theta$  est la température potentielle. Le nombre de Richardson critique  $Ri_c$  est défini de manière à maintenir un minimum d'énergie  $e_{min}$ , assurant un minimum de dissipation verticale (dans une atmosphère très stable ou avec un minimum de cisaillement vertical du vent).  $Ri_c$  est fixé à 0.4 dans le modèle terrestre comme pour Vénus et Titan.

Pour les MCGs de Vénus et Titan, la longueur de mélange est  $l=35$  m et le coefficient de diffusion turbulent minimum, associée à l'énergie cinétique turbulente minimum est  $K_{z,min} = 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

Au niveau de la surface, le flux turbulent est estimé à partir d'un paramètre important, le coefficient de frottement entre la surface et l'atmosphère (cf. section 2.2) :  $C_D = (\frac{k}{\ln \frac{z}{z_o}})^2$ . Ce coefficient de frottement  $C_D$  a un rôle crucial dans les modèles numériques pour évaluer le freinage de l'atmosphère par la surface. Les modèles sont en général très sensibles à ce paramètre et une mauvaise évaluation de ce paramètre peut entraîner une mauvaise représentation de la circulation générale de l'atmosphère modélisée et a fortiori pour les atmosphères en superrotation, puisque la rotation de l'atmosphère provient du transfert vertical de quantité de mouvement zonale au niveau de la surface, dans la couche limite.

L'évaluation du coefficient de frottement nécessite uniquement la connaissance de  $z_o$  (hauteur caractéristique de la rugosité de surface). Pour Vénus et Titan,  $z_o = 1\text{cm}$ , mais la sensibilité reste à évaluer.

### 3.4.2 Ajustement convectif

L'ajustement convectif permet d'éliminer les portions instables des profils verticaux de température potentielle ( $\partial\theta/\partial z < 0$  ou  $Ri < 0$ ), en mélangeant l'enthalpie qui a été nécessaire pour rétablir le profil adiabatique. Comme le profil vertical de température potentielle est modifié, la dynamique l'est aussi et il est nécessaire d'évaluer le mélange de moment angulaire qui a été fait, en fonction de l'intensité de l'instabilité verticale (Hourdin et al., 1993).

### 3.4.3 Cas de Venus : $C_p$ variable

Sur Vénus, où il règne des températures et des pressions très élevées, l'approximation des gaz parfaits n'est plus tout à fait valable et le coefficient de chaleur massique à pression constante  $C_p$  n'est plus constant verticalement dans l'atmosphère. Il varie d'environ  $1181\text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$  à la surface à  $738\text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$  environ dans la mésosphère (vers 100 km d'altitude) (valeurs prises dans la Référence Internationale sur l'Atmosphère de Vénus VIRa, Seiff et al., 1985).

Cette variation de  $C_p$  avec la température doit être prise en compte si on souhaite avoir un modèle réaliste (gradients adiabatiques réalistes sur toute la colonne d'atmosphère). L'équipe du LMD a donc inclus cette variation de  $C_p$  dans le modèle (dans le coeur dynamique et dans l'ajustement convectif), en l'exprimant comme :

$$C_p = 1000 \cdot \left(\frac{T}{473}\right)^{0.35}$$

(en  $\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ).

Cette expression conduit à un profil vertical de  $C_p$  très proche de celui de VIRa. Une redéfinition de la température potentielle (cf. équation 1.11 de la section 1.2.1) a également été faite. Pour les simulations Vénus que j'ai utilisées pour les études de transport, j'ai utilisé une simulation qui prend en compte cette variation de  $C_p$  avec la température (cf. section 5.4.2).

### 3.4.4 Interactions avec la surface

Les modèles numériques doivent tenir compte de la conductivité thermique du sol qui agit sur la température de l'atmosphère à la surface. Pour cela, on utilise un modèle de sol à 11 couches, qui permet de simuler la réponse de la température de surface (en phase et amplitude) à des forçages de fréquences variées (cycle diurne, cycle saisonnier, etc.). Ce type de paramétrisation doit être bien représentée en particulier pour les planètes n'ayant pas d'océans à la surface, c'est à dire présentant une discontinuité forte en température à la surface et pas de processus pouvant l'amortir.

Les équations sont celles de la conduction thermique et font apparaître une grandeur physique, qui est l'inertie thermique :  $I = \sqrt{\lambda C_p}$ , où  $\lambda$  et  $C_p$  sont la conductivité et la

chaleur massique à pression constante du sol. L'inertie thermique traduit la manière à laquelle répond un sol à un forçage sinusoïdal de température.

L'expression du flux de température à la surface est :

$$F_c = -I \frac{\partial T}{\partial z'}$$

avec  $z' = \frac{z}{z_o} \sqrt{T/\pi}$  et  $T$  la période caractéristique d'une onde qu'on cherche à atténuer.  $z_o = \sqrt{\frac{\lambda}{C_p} T/\pi}$  est une profondeur caractéristique, qui peut être prise par exemple comme une profondeur où l'oscillation diurne est atténuée d'un facteur  $e$ .

Sur Vénus, l'inertie thermique,  $I$  a été évaluée à  $2000 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-0.5}\text{K}^{-1}$  (valeur typique pour une surface essentiellement couverte de basaltes) et la chaleur massique de l'atmosphère varie entre environ 700 et  $1200 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$ .

Sur Titan, l'inertie thermique est fixé à la même valeur que Vénus et la chaleur massique vaut  $1039 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

### 3.4.5 La photochimie : cas de Titan

Le modèle Titan utilisé pendant cette thèse est celui de Rannou et al. (2004), avec une photochimie active intégrée. Le module photochimique utilisé a été développé à partir du modèle initial de Toubanc et al. (1995), et adapté par Lebonnois et al. (2001, 2002); Lebonnois (2005).

La partie photochimique du code ne considère que les composants neutres de l'atmosphère. Toute la photochimie des ions a lieu dans la thermosphère, l'ionosphère étant située au-dessus de 600 km (densité maximale d'électrons autour de 1000 km). Les zones de production photochimique sont donc essentiellement situées au-dessus du sommet du modèle.

Le schéma photochimique prend en compte 44 espèces, intervenant dans 343 réactions (photodissociations incluses). Ces espèces sont des hydrocarbures et des nitriles, les composés oxygénés n'ayant pas été introduits. Les composés contenant plus de 5 atomes de carbone ou d'azote sont traités comme de la matière organique solide et sont regroupés sous le terme générique de "suies".

L'équation de conservation des composés chimiques est résolue pour chaque composé (par opposition à la méthode de résolution par famille), avec nécessairement certaines conditions aux limites (cf. section 3.6). L'équation de conservation d'une espèce  $i$  s'écrit (en terme de fraction molaire  $r_i = n_i/n$ , où  $n$  est la densité totale) :

$$\frac{\partial r_i}{\partial t} = \frac{P_i}{n} + r_i L_i - \frac{1}{n} \text{div}(\Phi_i) \quad (3.1)$$

En 1D, le flux  $\Phi_i$  d'une espèce  $i$  s'écrit :

$$\Phi_i = -(K + D_i) \left[ \frac{dn_i}{dr} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dr} \right] - n_i \left( \frac{K}{H} + \frac{D_i}{H_i} \right)$$

avec  $\text{div}(\Phi_i) = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \Phi_i)}{\partial r}$ . Cette équation est résolue pour chaque composé chimique et inclue les termes de transport turbulent (avec  $K$ , coefficient de diffusion turbulente) et moléculaire (avec  $D_i$ , coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce  $i$ ).

En 3D, le terme d'advection est calculé dans la partie dynamique (Hourdin and Arminaud, 1999).

La linéarisation temporelle de ce système d'équations différentielles se fait par une méthode de Crank-Nicholson, puis est résolu par une méthode LU d'inversion matricielle (le pas d'intégration initial est fixé à  $10^{-7}$ , (Lebonnois, 2000)).

- Le terme de production chimique (en  $cm^{-3}s^{-1}$ ) s'écrit :

$$P_i = \sum_{Rproduction} kr_a r_b n^2$$

où  $r_a$  et  $r_b$  sont les rapports de mélange des réactifs.

- Le terme de destruction chimique (en  $s^{-1}$ ) comprend la destruction par les réactions chimiques et la photodissociation :

$$r_i L_i = r_i \left( \sum_{Rdestruction} kr_c n + J_j \right)$$

où  $r_c$  correspond à l'autre espèce détruite,  $k$  une constante de réaction (en  $cm^3s^{-1}$ ), qui ne dépend que de la température dans le cas d'une réaction à deux corps ( $k \sim \alpha T^\beta \exp \frac{\gamma}{T}$ ). Pour une réaction à trois corps,  $k$  dépend en plus de la densité totale  $n = \sum n_i$  ( $cm^{-3}$ ), et s'exprime en fonction de deux paramètres,  $k_\infty$  et  $k_o$  liés respectivement aux limites haute et basse pression, par :  $k = \frac{k_o k_\infty n}{k_o n + k_\infty}$ .

$J_j$  correspond aux coefficients de photodissociation de l'espèce  $i$ , intégrés en longueur d'onde (en  $s^{-1}$ ) :  $J_i = \sum_\lambda q_j(\lambda) \sigma_i(\lambda) f(\lambda, z) F_o(\lambda)$ , où  $f(\lambda, z, \phi) F_o(\lambda)$  est le flux actinique à l'altitude  $z$  et la latitude  $\phi$ , en moyenne diurne.  $F_o(\lambda)$  le flux solaire incident et  $\sigma_i(\lambda)$  la section efficace d'absorption de l'espèce  $i$ . S'il y a plusieurs voies de photodissociation possible pour une espèce  $i$  (selon l'intensité du rayonnement), on peut introduire un rapport de branchement d'une réaction  $j$  (ou rendement quantique)  $q_j(\lambda)$ .

## Flux UV

Le moteur de la photochimie de l'atmosphère de Titan provient du flux UV reçu du soleil, qui casse les molécules de méthane, d'azote et d'autres composés, générant ainsi la chimie complexe observée. Dans le modèle, une trentaine d'espèces chimiques sont photodissociées et les flux actiniques moyens du flux UV solaire,  $f(\lambda, z) F_o(\lambda)$ , sont calculés à l'aide d'un code de Monte-Carlo 3D. La méthode développée initialement en 1D par Toubanc et al. (1995) permet de prendre en compte l'interaction avec les aérosols, et en particulier la diffusion par les aérosols.

- La théorie de diffusion de Mie est alors utilisée pour calculer les sections efficaces d'absorption et de diffusion, et les fonctions de phase pour la diffusion. Le facteur d'augmentation du flux solaire ( $f(\lambda, z) = \frac{F(\lambda, z)}{F_o(\lambda)}$ ) utilisé dans le modèle Titan est calculé dans Lebonnois and Toubanc (1999) à l'aide d'un modèle de transfert radiatif 3D (pour toutes les longueurs d'onde utiles de 10 à 310 nm).



- Le modèle prend également en compte la section efficace de diffusion du diazote par une loi de diffusion Rayleigh en  $\frac{1}{\lambda^4}$ . Les sources dominantes d'opacité UV utilisées sont données dans l'article de Lebonnois et al. (2001).

## La chimie

- La modélisation des mécanismes de photodissociation imposent la connaissance des sections efficaces d'absorption des différents composés chimiques, ainsi que des rapports de branchement (sections efficaces de photodissociation) d'un composé, pour une longueur d'onde donnée ou un domaine de longueur d'onde. Les références des sections efficaces d'absorption ainsi que les rapports de branchement sont regroupés dans l'article de Lebonnois et al. (2001).

Le diazote est l'absorbant principal pour des longueurs d'onde inférieures à 100 nm. Entre 100 et 145 nm, le méthane présente des bandes d'absorption mais c'est la raie Lyman  $\alpha$  à 121.6 nm qui joue un rôle prépondérant. Dans le modèle, la photodissociation du méthane par la raie Lyman  $\alpha$  est dominante mais n'est pas la seule considérée. La photodissociation des autres espèces se fait donc à plus basse altitude, sur une grande gamme de longueurs d'onde. Par exemple, les longueurs d'onde supérieures à 170 nm environ sont efficaces pour dissocier  $C_2H_2$ ,  $C_4H_2$ , etc. Les aérosols absorbent l'UV pour des longueurs d'onde supérieures à 170 nm environ.

- La modélisation des réactions chimiques impose de connaître les vitesses de réaction. Ces vitesses de réaction ( $cm^3s^{-1}$ ) s'expriment en fonction de la température. Pour les réactions à trois corps, sont données les constantes de réaction à basse pression  $k_o$  ( $cm^6s^{-1}$ ) et à haute pression  $k_\infty$  ( $cm^3s^{-1}$ ). Pour le modèle utilisé ici, les valeurs de ces vitesses de réactions sont celles données par Lebonnois et al. (2001); Lebonnois (2005).

En général, on distingue deux régions de l'atmosphère de Titan, qui se caractérisent par des mécanismes chimiques spécifiques : la thermosphère (au-dessus de 600 km) est une région dominée par les mécanismes de production et de destruction d'espèces photochimiques, où le transport joue un rôle secondaire ; à l'opposé, les distributions de la stratosphère, région qui constituera le coeur du travail de thèse, sont contrôlées essentiellement par le transport.

La chimie de la stratosphère est gouvernée par l'apport des nitriles et d'acétylène ( $C_2H_2$ ), produits à des altitudes plus élevées. Les schémas des principales réactions sont présentés en annexe ?? . L'acétylène  $C_2H_2$  conduit à la formation de  $CH_3$  et de  $C_2H_3$ , qui eux-mêmes produisent du propène  $C_3H_6$ , du 1,3-butadiène  $C_4H_6$  et de l'éthylène  $C_2H_4$ . La photodissociation du propène  $C_3H_6$  est la source principale des deux  $C_3H_4$  (dont  $CH_3C_2H$ ). La formation du diacétylène  $C_4H_2$  peut se faire à partir de  $C_4H_6$  ou de  $C_3H_6$ , par l'intermédiaire de  $C_3H_3$ . L'éthylène se forme à partir du propène  $C_3H_6$  ou du vinyl  $C_2H_3$ . Les alcanes (éthane  $C_2H_6$  et propane  $C_3H_8$ ) sont quant à eux produits à partir du  $CH_3$ . Tous ces composés secondaires seront au coeur du travail présenté dans la section 4.7.

## Condensation

La paramétrisation de la condensation des composés chimiques dans le modèle se fait simplement. Il se trouve que  $\text{C}_2\text{H}_4$  ne condense pas. Si l'humidité relative du composé  $i$  ( $r_i = \frac{P_i}{P_{sat}}$  où  $P_{sat}$  est la pression de vapeur saturante) est supérieure à l'humidité à saturation ( $r_{sat} = \frac{P_{sat}}{P}$ , où  $P$  est la pression totale), alors l'humidité relative du composé  $i$  est fixée à celle de l'humidité à saturation et l'excédent est éliminé.

## Les incertitudes

Les incertitudes sur les vitesses de réaction (parfois totalement inconnues), ainsi que les rapports de branchement et les sections efficaces de photodissociation peuvent être parfois élevées, quand les données expérimentales manquent aux conditions de température et de pression régnant sur Titan. Pendant son travail de thèse, Nicholas Smith a étudié l'impact de ces incertitudes sur les fractions molaires des divers composés de l'atmosphère, concluant parfois à une marge très large (des facteurs de l'ordre de 10, voire plus, pour certains corps à certains niveaux de l'atmosphère, Smith, 1999). Cette étude montre bien qu'en l'absence de données plus précises sur des réactions parfois mal connues, il faut relativiser les résultats des modèles photochimiques et garder à l'esprit, outre les incertitudes sur le schéma chimique, les incertitudes liées aux vitesses de réaction.

Hébrard et al. (2007) a recensé et quantifié les sources d'incertitudes dans la modélisation de la photochimie de l'atmosphère de Titan. Distinguant les erreurs systématiques des erreurs aléatoires, il donne une estimation de l'incertitude sur les vitesses de réaction à une température donnée selon la méthode proposée par Sanders et al. (2003)..

### 3.4.6 La microphysique des brumes et des nuages : cas de Titan

#### La microphysique des brumes

Pour la formation de la brume, on utilise un modèle microphysique développé par Cabane et al. (1992), et introduit dans le modèle par Cabane et al. (1993), Rannou et al. (1995).

Ce modèle gère une distribution d'aérosols de rayons variés, en fonction de l'altitude (concentration des aérosols,  $C(r,z)$ ). Le nombre de rayons de particules d'aérosols décrit est fixé à 10 dans le modèle, variant de quelques dizaines de nanomètres à quelques micromètres. Le code suit chaque population d'aérosols à mesure qu'elles évoluent selon les lois microphysiques (coagulation, diffusion turbulente, sédimentation, etc.).

L'évolution des aérosols consiste en deux phases : dans une première étape, de nombreuses petites particules de tailles très diverses s'aggrègent dans une zone de production chimique de macromolécules. Cette coagulation est similaire à celle décrite par les modèles de gouttes, où les particules croissent en conservant une forme sphérique. Lorsque ces particules atteignent une taille qui leur permet de sortir de la zone de production par sédimentation, la seconde étape commence. Ces monomères (sphères de taille de  $\sim 0.66 \mu\text{m}$ ) s'aggrègent selon un autre mode, appelé coalescence, formant des agrégats de dimension fractale de plus en plus gros.

Dans ce modèle, une fonction de production des aérosols est imposée vers 400 km, altitude qui correspond en moyenne sur l'année de Titan à l'altitude de la couche détachée

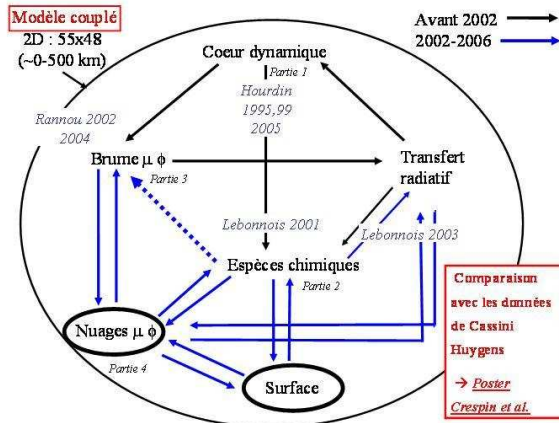
observée par Voyager (350 km) et Cassini (500 km) (cf. Fig. 4.13 de la section 4.4.3). Cette altitude a été fixée pour reproduire le profil spectral d'albédo observé à l'époque de Voyager. Les particules évoluent ensuite par coagulation d'abord puis sédimentation.

Le rapport de masse entre les deux particules s'aggrégeant dans la zone de production dépend de l'altitude et est quantifié par un indice spécifique (MSI). Avec ce critère, les deux phases définies précédemment sont clairement séparées et la limite est clairement localisée. On peut alors montrer (Cabane et al., 1992) que le rayon limite de changement de phase dépend fortement de l'altitude de la fonction de production des aérosols. Cela est dû principalement au fait que le temps de résidence des aérosols dans la zone de production (qui détermine la taille des monomères) augmente avec la pression. Cette dépendance est calculée dans le modèle par un certain nombre de paramètres (coefficient de diffusion turbulente, charge électrique, taux de production en masse, etc.).

### La microphysique des nuages

Un modèle des nuages a été développé par Montmessin et al. (2002, 2004) et Rannou et al. (2006) pour comprendre les mécanismes qui conduisent à l'apparition des nuages et à leur distribution. Les espèces condensables sont le méthane et l'éthane : des sources de méthane sont imposées à la surface (60% d'humidité relative et une abondance de 5% de méthane à la surface selon les observations de Huygens/GCMS) ; un flux d'éthane est fixé au sommet (flux  $\sim 6.10^{-12} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

### 3.4.7 Les couplages dynamique-microphysique-photochimie sur Titan



**Figure 3.2** – *Modèle couplé de Titan, résultat d'une dizaine d'années d'études. Les flèches indiquent les couplages entre les différents modules du 2D-CM. Les flèches noires montrent les couplages effectués avant 2002, et les flèches bleues, celles qui ont été faite entre 2002 et 2006. Image proposée par Pascal Rannou.*

**Historique des résultats obtenus avec le modèle couplé Titan développé au LMD/SA.** Il apparaît rapidement dans le modèle Titan développé par Hourdin et al. (1995) en 3D et adapté à deux dimensions par Rannou et al. (2002, 2004); Luz and Hourdin (2003); Luz et al. (2003), que les différentes composantes du système modélisé sont fortement couplées : les brumes sont formées par la polymérisation des constituants chimiques

et peuvent servir également de noyaux de condensation à ces dernières au niveau de la tropopause glaciale de Titan. Les brumes et les espèces chimiques sont transportées par les vents. En retour, les contrastes latitudinaux de la distribution des aérosols et des espèces traces sont suspectés de jouer un rôle dans le forçage de la circulation.

En effet, on savait déjà depuis Voyager que les espèces chimiques montrent des contrastes latitudinaux très marqués, avec des enrichissements d'un facteur 1.5 à 20 dans les latitudes polaires nord au moment du passage de la sonde, peu après l'équinoxe de printemps nord (Coustenis and Bézard, 1995). De même, les variations saisonnières de l'albédo global de Titan, enregistrées depuis la Terre, avaient été interprétées comme la signature de variations saisonnières de la répartition des brumes (Sromovsky et al., 1981).

Des études préliminaires menées en rajoutant le transport méridien dans les modèles microphysique ou chimique (Lebonnois et al., 2001) ont montré que le transport méridien par les grandes cellules de Hadley obtenues dans les simulations dynamiques (Hourdin et al., 1995) était sans doute responsable de ces contrastes en composition. En parallèle, des calculs radiatifs ont montré que ces variations de la composition pouvaient avoir un impact non négligeable sur le bilan radiatif dans la stratosphère de Titan (Bézard et al., 1995).

C'est principalement en prévision de l'arrivée programmée de Cassini-Huygens, qu'il a été décidé de rassembler ces différents efforts de modélisation pour développer un modèle couplé dynamique-microphysique-chimie du climat de Titan.

**Résumé sur l'ensemble des couplages du modèle Titan actuel.** La dynamique est celle développée au LMD et adapté par Hourdin et al. (1995) au modèle Titan. La composition chimique est calculée en utilisant un code chimique très proche de celui décrit par Lebonnois et al. (2001), à ceci près qu'il est cette fois-ci directement intégré au MCG. L'ensemble des couplages présents dans le modèle Titan est résumé sur la Figure 3.2. La recombinaison de l'hydrogène à la surface des particules d'aérosols n'est pas prise en compte (Lebonnois et al., 2003a). La microphysique des brumes n'est pas couplée au module photochimique (fonction de production des aérosols imposée, condensation) comme dans Lebonnois et al. (2002), et est traitée comme dans Rannou et al. (2004)(cf. schéma 3.2).

## 3.5 Transfert radiatif

Le transfert radiatif, contrairement à certaines paramétrisations de la physique des modèles dépend fortement de chaque planète et des adaptations spécifiques ont été faites pour chacune.

### 3.5.1 Généralités sur la physique du transfert radiatif

Le transfert radiatif dans les atmosphères s'occupe de faire des bilans énergétiques et de décrire le comportement du rayonnement dans l'atmosphère, éventuellement en présence de particules solides comme des aérosols ou des nuages. Un même rayonnement peut être émis, absorbé ou diffusé par une couche de l'atmosphère. Ces bilans énergétiques vont permettre d'expliquer les circulations des masses d'air. En effet, nous avons vu (cf. section 1.4.1.I.B) que la circulation atmosphérique de grande échelle est engendrée principalement par un chauffage différentielle de l'atmosphère et plus précisément par l'absorption différentielle de l'atmosphère (énergie déposée).

L'énergie qui est mise à disposition provient uniquement du soleil pour les planètes telluriques comme Vénus, la Terre, Mars et pour les satellites naturels comme Titan. Ces objets n'ont pas de sources internes de chaleur par opposition aux planètes gazeuses. Parallèlement à cette énergie solaire reçue, la planète émet également un rayonnement, en raison de sa température propre. Cette émission est qualifiée d'émission de corps noir et se fait dans le domaine thermique du spectre (infra-rouge). Le flux total émis s'exprime alors en puissance quatrième de la température ( $\sigma T_{eff}^4$ ).

Pour les atmosphères des objets telluriques, l'énergie thermique émise est du même ordre de grandeur que l'énergie solaire reçue et les flux radiatifs entrants et sortants s'équilibrent à grande échelle et sur des moyennes temporelles assez longues :

$$4\pi a^2 \sigma T_{eq}^4 = \pi a^2 (1 - A) S \quad (3.2)$$

où A est l'albedo (capacité à réfléchir le rayonnement), (1-A) est la fraction d'énergie absorbée par rapport à l'énergie totale reçue, a est le rayon de la planète et pour les objets telluriques,  $T_{eff} = T_{equ}$ . La température d'équilibre représente donc la température d'un objet placé à une distance donnée du soleil. S est la constante solaire. Elle représente le flux solaire intercepté au sommet de l'atmosphère par un disque dont le diamètre est celui de la planète considérée.

- Titan, en raison de son éloignement au soleil ( $\sim 9.5$  UA, cf. Table 1.1) ne reçoit que 1% environ du flux solaire reçu sur Terre, soit environ  $S=15 \text{ W m}^{-2}$  au lieu des  $S=1373 \text{ W m}^{-2}$  terrestre. La température d'équilibre qui en résulte est de 85 K sur Titan pour un albédo de surface de 20%. Il y a donc un effet de serre sur Titan dû principalement à la présence de méthane dans l'atmosphère.

Au sommet de la couche principale de brume, l'albédo est beaucoup plus faible et la température d'équilibre au sommet de la brume devient plus grande que la température de surface observée ( $T_{surf} \sim 94K \sim -180^\circ C$ ). On parle alors d'anti-effet de serre dû à la brume qui absorbe fortement le rayonnement solaire.

- Vénus, reçoit plus d'énergie solaire que la Terre, en raison de sa plus grande proximité. Le flux solaire reçu est de  $2620 \text{ W m}^{-2}$  et sa température d'équilibre est naturellement plus grande  $T_{eq} \sim 220K$  pour un albédo de 75%. Cependant, cette plus grande proximité au soleil ne suffit pas pour expliquer la température de surface observée ( $T_{surf} \sim 733K, \sim 540^\circ C$ ), bien plus grande que la température d'équilibre. C'est le fameux effet de serre, qui contribue donc à réchauffer l'atmosphère de Vénus de 500 K environ !

Il faut cependant noter que les atmosphères ne sont jamais parfaitement à l'équilibre thermique et c'est pour cette raison qu'on définit un état d'équilibre thermodynamique locale (ETL) pour lequel la température est bien définie localement. Une telle approximation est valable tant que la profondeur optique est grande devant 1, c'est à dire tant que le milieu est suffisamment épais optiquement (ce qui est le cas dans l'atmosphère moyenne, pour la mésosphère de Vénus et pour la stratosphère de Titan).

Le bilan radiatif de l'atmosphère se fait à partir de l'équation très générale de la chaleur (cf. équation 1.10, et en rappelant que  $TdS = C_p dT$ , on obtient :  $\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_p} F_{dia}$ . Or, le terme de production de chaleur par processus diabatiques peut s'exprimer en terme de

flux radiatif  $F_R$  ( $\text{W m}^{-2}$ ) par :  $F_{dia} = +\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}\cdot\vec{F}_R$ , avec  $\vec{F}_R$  qui est négatif vers le haut. On obtient ainsi l'expression du taux de chauffage :

$$\frac{dT}{dt} = +\frac{1}{\rho C_p} \frac{dF_R}{dz} = -\frac{g}{C_p} \frac{dF_R}{dP} \quad (3.3)$$

Il se trouve que, dans cette équation, on peut ajouter les processus convectifs qui peuvent également transporter de la chaleur, en tant que processus de diffusion turbulente verticale (terme de frottements dans l'expression du terme de production de chaleur  $F_{dia}$ , cf. 1.10), et les ondes, en tant que processus de diffusion turbulente horizontale. La conduction thermique peut également intervenir, mais essentiellement dans la haute atmosphère.

Les deux types de rayonnement, solaire et thermique, sont bien séparés sur le spectre. Lorsqu'on regarde le flux en haut de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde, on peut clairement séparer l'émission thermique, supérieure à  $4\text{--}5\ \mu\text{m}$ , du rayonnement solaire réfléchi, qui pique à plus basse longueur d'onde. C'est entre autres pour cette raison que les deux types de rayonnement sont traités séparément dans les modèles numériques et également en raison des propriétés différentes qu'ils ont vis à vis de l'absorption, de la diffusion, etc.

L'énergie déposée par absorption, qui va être le moteur de la dynamique, aura donc deux origines distinctes : l'absorption directe du rayonnement solaire dans les courtes longueurs d'onde (UV, visible et proche IR) et l'absorption du rayonnement thermique IR émis par le sol et les couches de l'atmosphère.

#### a) Le rayonnement solaire : absorption et diffusion

Le rayonnement solaire peut être diffusé ou absorbé. Si on regarde par exemple le spectre solaire réfléchi observé au sommet de l'atmosphère de Titan (cf. Fig. 4.4 de la section 4.2.5), on voit clairement l'effet d'absorption de la brume pour des longueurs d'ondes inférieures à  $0.5\text{--}0.8\ \mu\text{m}$  environ alors que l'effet de diffusion apparaît à plus hautes longueurs d'ondes, auquel viennent s'ajouter les bandes d'absorption du méthane.

Nous avons vu que les nuages contribuent à diffuser le rayonnement solaire. C'est pour cette raison que sur Vénus, l'albédo est élevé au niveau des nuages. Comparativement, la brume contribue moins à diffuser le rayonnement solaire mais plus à l'absorber, comme sur Titan.

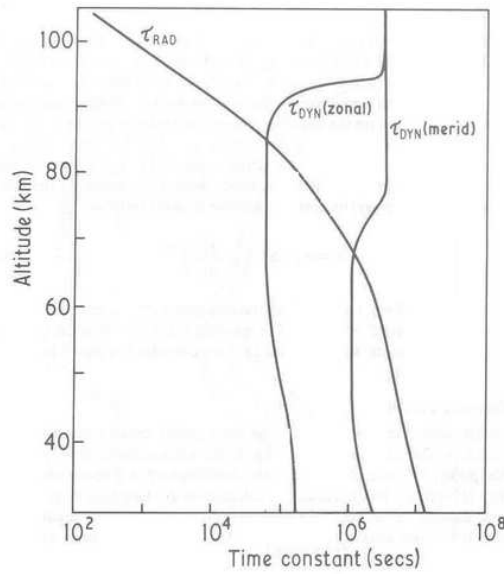
La fraction d'énergie solaire absorbée varie beaucoup d'une planète à l'autre en raison principalement de la différence de composition entre les atmosphères. Pour les atmosphères transparentes comme celles de la Terre ou Mars, l'équilibre thermique se fait principalement à la surface où une grande partie du rayonnement solaire a pu arriver, par opposition aux atmosphères opaques comme Titan et Vénus, pour lesquelles la majeure partie du rayonnement solaire visible est absorbée ou réfléchi dans une région élevée de l'atmosphère.

Sur Terre par exemple, environ 52% du rayonnement reçu atteint la surface ; 23% est absorbée par la vapeur d'eau, les nuages, l'ozone, etc. et 25% est réfléchi vers l'espace, alors que sur Titan, seulement 10% du rayonnement solaire atteint la surface contre 30% qui est réfléchi par la couche de brume (McKay et al., 1991). Plus de 60% du rayonnement solaire est donc absorbé sur Titan par le méthane et la brume d'aérosols, principalement dans la stratosphère (pour plus de la moitié du flux total absorbé).

Sur Vénus, la situation est similaire à celle de Titan. Les profils verticaux des flux

solaires montant et descendant ont été mesurés par les sondes Pioneer Venus de la surface jusque 64 km environ (Tomasko et al., 1980a). Avec ces mesures, les flux nets ont donc pu être calculés. Seulement 2-3 % du rayonnement solaire atteint la surface et 75 % est réfléchi par les nuages. Une telle réflexion du rayonnement solaire explique pourquoi Vénus est la planète la plus brillante du système solaire. Le reste du rayonnement solaire est absorbé dans la couche de nuages comprise entre 47 et 70 km. La moitié de cette absorption est faite par un absorbant UV inconnu dans les nuages et le reste est absorbé par les gouttes d'acide sulfurique (Crisp, 1986).

Pour ces deux atmosphères relativement opaques au rayonnement visible, les équilibres thermiques se font donc essentiellement dans l'atmosphère dans la mesure où l'absorption se fait principalement dans l'atmosphère plutôt qu'à la surface.



**Figure 3.3** – Constantes de temps dynamique (zonal et méridien) et radiative en fonction de l'altitude sur Vénus à partir d'un petit modèle théorique simple (Hunten et al., 1983).

Sur Vénus, on trouve une grande gamme d'échelles de temps radiatives (cf. Fig. 3.3). Une constante de temps radiative basée sur la masse totale de l'atmosphère peut être estimée :  $\tau_R = \frac{\rho C_p \bar{T}}{g \bar{F}} \sim 100$  ans terrestres, à la surface ( $P = 92\text{bar}$  et  $\bar{T} = 700\text{K}$ ), avec  $C_p = 1100\text{Jkg}^{-1}$ ,  $g = 8.87\text{ms}^{-1}$  et le flux solaire moyen absorbé  $\bar{F} = 157\text{Wm}^{-2}$ . Cependant, si on évalue une constante de temps radiative basée sur la masse de l'atmosphère dans et au-dessus des nuages, on obtient seulement quelques jours terrestres (Crisp et al., 1989).

Sur Titan aussi, les constantes de temps de chauffage et de refroidissement de l'atmosphère varient d'une centaine d'année au niveau de la tropopause (vers 40 km) à une trentaine de jours terrestres dans la stratosphère supérieure vers 300 km.

#### b) Le rayonnement thermique : émission, absorption et diffusion

- Le rayonnement solaire qui est absorbé à la surface va être réémis sous forme de rayonnement thermique et de conduction dans le sol.

- Le rayonnement thermique pourra ensuite être absorbé par l’atmosphère et réémis dans toutes les directions, et ainsi de suite. Les atmosphères relativement transparentes comme celles de la Terre et Mars sont donc essentiellement chauffées par l’absorption du rayonnement infra-rouge émis par la surface plutôt que par absorption directe du rayonnement solaire.  
Pour les atmosphères plus opaques, comme Vénus et Titan, le piégeage du rayonnement thermique émis par la surface est grand car une très faible partie de ce rayonnement atteint le sommet de l’atmosphère.
- Le rayonnement thermique peut également être diffusé par des particules dont la taille est proche de la longueur d’onde du rayonnement.

### 3.5.2 Le TR du 2D-CM Titan : généralités

Dans le modèle Titan, les taux de chauffage et de refroidissement sont directement calculés à partir des flux, selon le modèle de transfert radiatif développé par McKay et al. (1989); McKay et al. (1991); McKay et al. (1993). Les équations du transfert radiatif pour le solaire et l’infrarouge thermique sont résolues en utilisant des méthodes différentes (Toon et al., 1989). L’atmosphère est divisée en couches dans lesquelles les propriétés optiques sont supposées rester constantes et la température varier linéairement.

**Rayonnement solaire.** Pour le rayonnement solaire visible, sont pris en compte la diffusion et l’absorption par les aérosols, la diffusion Rayleigh par l’atmosphère et l’absorption par le méthane. L’absorption dans la stratosphère se fait surtout par le méthane et par les aérosols.

Le spectre solaire est divisé, selon la méthode dite de k-distribution en 24 intervalles spectraux de largeurs  $\Delta\nu$  (k distributions spectrales) sur chacun desquel est calculée la transmission (fraction du rayonnement transmise après traversée d’une couche d’atmosphère). Cette méthode consiste à calculer une fraction  $f(k)dk$  pour laquelle le coefficient d’absorption est compris dans une fenêtre spectrale de largeur  $dk$  autour de  $k$  (valeur monochromatique). La transmission sur un domaine spectral  $\Delta\nu$  s’écrit :  $\tau_{\Delta\nu} = \int_0^\infty f(k)e^{-ku}dk$ . La méthode est détaillée dans la thèse de Hourdin (1992).

L’interaction entre absorption et diffusion du rayonnement solaire est également prise en compte dans le modèle.

#### Rayonnement thermique.

- La méthode de k-distribution est également utilisée pour calculer l’absorption du rayonnement thermique par les différents gaz. Le modèle possède 46 intervalles spectraux dans ce domaine de longueurs d’onde. L’opacité infrarouge thermique dans la basse atmosphère de Titan est dominée par l’absorption induite par collision de  $N_2$ ,  $CH_4$  et  $H_2$  (Courtin, 1988; McKay et al., 1989; McKay et al., 1991). L’absorption par  $C_2H_2$  et  $C_6H_6$  est également prise en compte pour ces longueurs d’onde.
- L’émission de rayonnement thermique est importante dans la stratosphère, elle se fait surtout par les aérosols et le méthane, en réponse à leurs forts pouvoirs absorbants dans le visible.



- La diffusion du rayonnement thermique se fait dans le modèle selon une méthode décrite dans Pollack et al. (1985).

**Gestion des aérosols dans le transfert radiatif.** Un modèle microphysique permet de calculer les propriétés optiques des aérosols stratosphériques. Ce modèle dépend de quelques paramètres tels que le taux de production des aérosols, le rapport de mélange de  $H_2$ , qui sont réglés à l'aide de diverses observations de Titan (McKay et al., 1989). En effet, il existe suffisamment de données pour pouvoir régler ces paramètres indépendamment du profil de température observé. L'ajustement de ces paramètres dans la limite des données disponibles suffit à obtenir un profil de température à l'aide d'un modèle radiatif-convectif 1D, en accord avec les observations de Voyager I.

### 3.5.3 Le TR du MCG Vénus

Le modèle de transfert radiatif développé pour Vénus grâce à une collaboration LMD-LAPLACE est le seul modèle vénusien actuellement dans le monde permettant de calculer la température de manière cohérente, sans forçage ad-hoc.

#### Absorption et diffusion du rayonnement solaire

Le profil vertical de taux de chauffage est fixé à partir de données tabulées en fonction de l'angle zénital (de 0 à 95°) (Crisp, 1986). Une interpolation est ensuite faite à partir du bon angle zénital de chaque point de grille du MCG, en prenant en compte le cycle diurne.

Les composés absorbants ou réfléchissants qui sont pris en compte sont le  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $SO_2$ , des aérosols constitués de  $H_2SO_4$  et de l'absorbant UV non identifié (Crisp, 1986).

#### Nouveauté sur le thermique avec la matrice des PNEs

Pour les taux de refroidissement, une nouvelle formulation a été utilisée pour le modèle Vénus : la formulation des matrices de Puissances Nettes Echangées (matrices des PNEs), pour les longueurs d'onde comprises entre 1.7 et 250 microns, et du sol jusqu'à 100 kilomètres.

Le travail sur le thermique vénusien a été effectué majoritairement par Vincent Eymet du LAPLACE, avec Richard Fournier et Sébastien Lebonnois. Le calcul des coefficients de cette matrice des PNEs et le détail des données utilisées pour les calculs sont décrits dans l'article de Eymet et al. (2008, 2006). Ce travail a été initié pour plusieurs raisons : tout d'abord, dans l'optique de développer une méthode de calculs réaliste des propriétés radiatives de l'atmosphère de Vénus, dans le domaine thermique. Un code de transfert radiatif, utilisant une méthode de monte-Carlo a donc été développé, pour pouvoir calculer les taux nets d'échanges radiatifs et le budget radiatif, dans les conditions particulières de l'atmosphère de Vénus pour laquelle les épaisseurs optiques d'absorption et de diffusion sont très grandes dans l'infra-rouge.

Ce code (appelé KARINE) utilise également une méthode spectrale en k-distribution pour le calcul des propriétés d'absorption des gaz (une matrice altitude-domaine spectral des coefficients d'absorption moyens des gaz en  $m^{-1}$ ) (Bullock, 1997; Bullock and Grinspoon, 2001). La matrice des coefficients d'absorption moyens des gaz et la matrice des coefficients de diffusion Rayleigh calculées pour l'atmosphère de Vénus, sont présentées

dans l'article de Eymet et al. (2008).

Deux études ont donc été menées, d'une part pour l'étude des propriétés radiatives de l'atmosphère dans le domaine thermique à l'aide du code Monte-Carlo et d'autre part pour l'utilisation de ce code dans le MCG Vénus. L'issue majeure pour le développement d'un MCG Vénus se situe au niveau du transfert radiatif dans le domaine thermique, en raison de la complexité spectrale (absorption forte des gaz) et spatiale (diffusion multiple) du transfert radiatif de cette planète. De tels modèles ne peuvent pas être développés dans le cadre des méthodes usuelles de transfert radiatif du thermique, car le coût en temps des calculs d'un tel transfert radiatif y est prohibitif. La paramétrisation doit donc être plus rapide et suffisamment précise pour obtenir des résultats cohérents sur de longues périodes de simulation. C'est ce que permet la technique de matrice des PNEs.

- La première phase se situe donc en dehors du MCG Vénus. Les coefficients  $\psi(i, j, \lambda)$  de la matrice des PNEs représentent les échanges énergétiques entre les différentes couches verticales de l'atmosphère (différence de flux entre les couches verticales  $i$  et  $j$  de l'atmosphère), avec en plus les échanges avec la surface et l'espace :  $\psi(i, j, \lambda) = F_{i \rightarrow j} - F_{j \rightarrow i}$ . Le spectre est divisé en 68 intervalles spectraux. Ces coefficients  $\psi$  sont calculés à l'aide du code de Monte-Carlo, en supposant que les rapports de mélange des composés atmosphériques sont constants dans le temps et l'espace (en latitude et longitude). Une variation de l'altitude du sommet de la couche de nuages avec la latitude est prise en compte pour le calcul de ces coefficients.

Une paramétrisation au premier ordre est ensuite utilisée pour prendre en compte la dépendance au premier ordre en température de la matrice des  $\psi$  :

$$\psi_\lambda(i, j) = (B_\lambda(T_i) - B_\lambda(T_j, \lambda))\xi_\lambda(i, j, \lambda) \quad (3.4)$$

où  $i$  et  $j$  sont les numéros horizontaux des couches et  $\lambda$  la longueur d'onde,  $B(T, \lambda)$  est la fonction de Planck et  $\xi_\lambda(i, j)$  sont les coefficients spectraux. Ils sont supposé être indépendants de la température et prennent en compte les propriétés optiques des gaz (coefficients d'absorption des gaz et coefficients de diffusion Rayleigh). Cette matrice des  $\xi$  correspond aux inputs qui sont entrés dans le MCG.

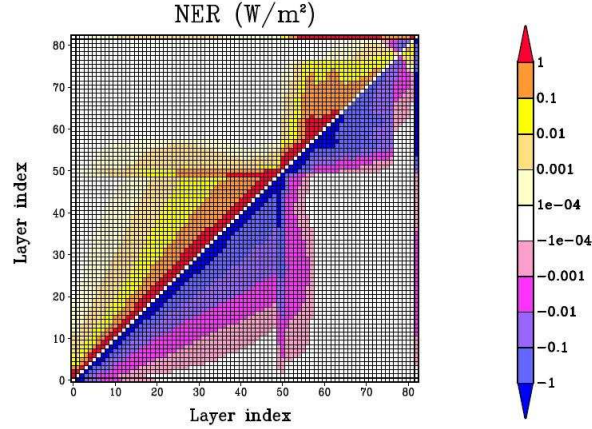
- Dans le MCG Vénus, les taux de refroidissement pour un intervalle spectral  $n$  donné,  $\chi_n(i, j)$ , peuvent être calculés. Ils s'expriment comme (cf. équation 3.3) :

$$\chi_n(i, j) = \frac{g}{C_p} \frac{\psi_n(i, j)}{\delta P_i}$$

Les coefficients de cette matrice des  $\psi$  (cf. Fig. 3.4) représentent les taux d'échanges radiatifs nets entre une couche  $i$  et une couche  $j$ . Cette matrice des  $\psi$  est calculée à chaque pas de temps radiatif (2000 fois par jour Vénus), en utilisant le champ de température modélisé par le MCG, et après intégration sur le domaine de longueur d'onde des budgets  $\psi(i, j)$  :

$$\chi(i, j) = \frac{g}{C_p} \frac{\psi(i, j)}{\partial P_i}$$

avec



**Figure 3.4** – Matrice des PNEs (matrice des  $\psi$  intégrée en longueur d’onde) dans le MCG Vénus dans le travail effectué par Eymet et al. (2008).

$$\psi(i, j) = \Sigma_{\lambda} (B(T_i, \lambda) - B(T_j, \lambda)) \xi(i, j, \lambda) \Delta \nu_{\lambda}$$

Sur la Figure 3.4, on constate qu’il y a un maximum d’échanges radiatifs entre les premiers voisins. La couche fixe de nuages apparaît clairement au niveau de la couche 50. Toutes les couches situées en-dessous des nuages sont chauffées alors que celles qui sont situées au-dessus sont refroidies. La diagonale de la matrice représente l’influence radiative d’une couche sur elle-même, qui est bien sûre nulle, car par définition, on a l’équilibre thermodynamique local.

**Remarques :** Le taux de refroidissement total de la couche  $i$  (en K/jour) est :  $\chi(i) = \Sigma_j \chi(i, j)$ . Le budget radiatif de la couche  $i$  (en W/m<sup>2</sup>) est :

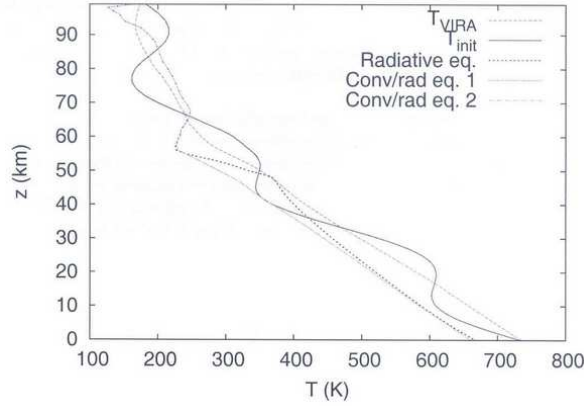
$$\psi(i) = \Sigma_j \psi(i, j) \quad (3.5)$$

Pour prendre en compte la topographie dans la partie thermique du transfert radiatif, la matrice des  $\chi$  a été calculée pour différentes pressions de surface, de 40 à 115 bar (par tranche de 5 bar). Pour chaque point de grille du MCG, la matrice des  $\chi$  est interpolée sur les pressions de surface au début de la simulation.

L’altitude du sommet des nuages est prise en compte dans le calcul du transfert radiatif : différentes altitudes de sommet des nuages ont été utilisées pour le calcul de la matrice des  $\chi$ , et pour chaque point de grille, une interpolation supplémentaire est faite pour prendre en compte la dépendance en latitude du sommet des nuages, de 58 km près des pôles à 70 km de part et d’autres de l’équateur sur 15° (Zasova et al., 2007). Dans les régions polaires, on décale l’ensemble de la structure nuageuse en altitude, ce qui décale aussi, de manière pas très réaliste, la partie basse de nuages.

### Simulations radiato-convectives (modèle 1D)

Des tests 1D radiatif/convectif ont été faits par Vincent Eymet, qui permettent d'obtenir des profils verticaux de température à l'équilibre radiatif/convectif. La température de surface obtenue est de 680 K, ce qui est un peu plus froid que la valeur donnée dans la "International Reference of Venus Atmosphere" (Seiff and the VEGA Balloon Science Team, 1987; Moroz and Zasova, 1997). Un ajustement du continuum de  $\text{CO}_2$  en IR lointain permet de modifier la température de surface, et donne un profil plus proche de celui du profil VIRA.



**Figure 3.5** – Profil vertical de température dans les simulations radiato-convectives (Eymet et al., 2008) : la ligne discontinue donne le profil de température VIRA (Seiff et al., 1985) utilisé (modulo une oscillation donnée par la ligne continue) pour le calcul de l'équilibre radiatif; la ligne en gros pointillés montre le profil de température à l'équilibre purement radiatif; et les deux profils suivants donnent le profil de température aux deux étapes de calcul nécessaires avant d'atteindre l'équilibre radiato-convectif.

### Refroidissement newtonien

Pour tester le transfert radiatif du MCG par rapport aux autres modèles actuellement en vigueur (comme celui d'Oxford Lee et al. (2005); Lee (2006a); Lee et al. (2007)), des simulations ont été faites avec un transfert radiatif simplifié, basé sur un rappel newtonien. Dans ces conditions, le cycle diurne n'est pas pris en compte.

Ces simulations effectuées par Sébastien Lebonnois ont permis de montrer que la dynamique du modèle dans ces conditions est proche de celle obtenue par les autres modèles similaires.

### Stabilisation du modèle par un schéma implicite

Lorsqu'on augmente la résolution verticale d'un modèle, des instabilités numériques peuvent apparaître. De telles difficultés ont été rencontrées dans la haute atmosphère du MCG martien et dans certains MCGs terrestres. Pour prévenir ce type de problème sur Vénus, j'ai donc effectué un travail analogue au travail fait pour le MCG martien (Dufresne et al., 2006), en modifiant le schéma d'intégration temporelle du transfert radiatif.

Le schéma d'intégration temporelle du transfert radiatif utilisé à ce moment là était de type explicite. L'évolution temporelle de la température d'une couche  $i$  entre un instant  $t$  et  $t+\delta t$  est calculée à partir des taux de chauffage à l'instant  $t$ ,  $\psi(i)^t = \Sigma_j \xi(i, j)^t (B(j)^t - B(i)^t)$  par :

$$T(i)^{t+\delta t} = T(i)^t + \frac{\psi(i)^t \delta t}{m(i)C_p}$$

Étant donné que dans la haute atmosphère, la masse d'une couche diminue, de fortes oscillations peuvent alors apparaître. Une solution pour résoudre ce problème est de remplacer  $\psi(i)^t$  par  $\psi(i)^\alpha = (1 - \alpha)\psi(i)^t + \alpha\psi(i)^{t+\delta t}$ . Cela permet de choisir le type d'intégration temporelle que l'on souhaite : pour  $\alpha = 0$ , le schéma est explicite, pour  $\alpha = 1$ , le schéma est implicite et pour  $\alpha = 1/2$ , le schéma est semi-implicite. On peut montrer que le schéma implicite est inconditionnellement stable. Pour le modèle vénusien, un schéma implicite a donc été retenu.

La formulation en matrice des PNEs se prête bien à ce type de travail. En effet, en supposant que la fonction de Planck d'émission de la couche  $i$ ,  $B_i$  varie sur un pas de temps, alors que les coefficients optiques ne varient pas ( $\xi(i, j)^{t+\delta t} = \xi(i, j)^t$ ), et en supposant que seuls comptent dans le bilan radiatif les échanges entre premiers voisins avec les bords du modèle (sommet et le sol), il est possible d'exprimer la matrice des  $\psi$  à l'instant suivant par :

$$\psi(i)^\alpha = \psi(i)^t + \alpha \Sigma_j \xi(i, j)^t \left[ \frac{dB}{dT} \Big|_{T_j} (T(j)^{t+\delta t} - T(j)^t) - \frac{dB}{dT} \Big|_{T_i} (T(i)^{t+\delta t} - T(i)^t) \right] \quad (3.6)$$

Ce calcul s'obtient en disant que la température à l'instant  $t+\delta t$  s'écrit aussi :  $T(i)^{t+\delta t} = T(i)^t + \frac{\psi(i)^{t+\delta t} \delta t}{m(i)C_p}$ , et les échanges entre le bilan radiatif de la couche  $i$  à l'instant  $t + \delta t$  est :  $\psi(i)^t = \xi(i, j)^t (B(j)^{t+\delta t} - B(i)^{t+\delta t})$ . On linéarise ensuite la fonction de Planck pour une couche donnée :  $B^{t+\delta t} = B^t + \left( \frac{dB}{dT} \right) \Big|_{T^t} \delta T$ , et on obtient ainsi l'expression ci-dessus, en considérant que la température de brillance  $T$  ne varie pas pendant le pas de temps. La température à l'instant  $t + \delta t$  est obtenu par inversion d'une matrice tridimensionnelle, à faible coût de temps de calcul.

Cette modification a été intégrée au modèle Vénus et contribue à la stabilité du modèle. Des tests plus précis seront faits avec une simulation vénusienne à plus haute résolution (64x48).

### 3.6 Etat initial et conditions aux limites

Les différents champs (température, vents, abondances chimiques, etc.) sont calculés de manière cohérente à partir d'un premier état initial fixé par un profil vertical de température. Les simulations s'enchaînent ensuite et peuvent démarrer à partir d'autres états initiaux intermédiaires. Les équations sont résolues, modulo des conditions imposées aux limites du domaine spatial d'intégration (au sol et au sommet).

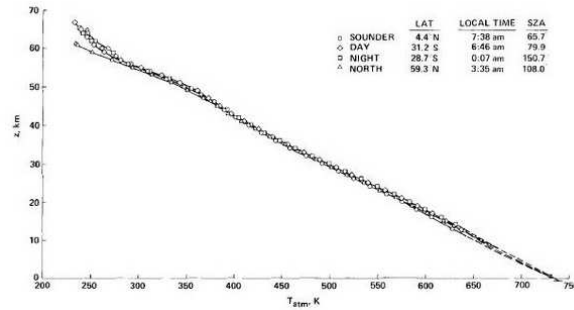
### 3.6.1 Etat initial

#### A) Cas de Vénus

Les simulations Vénus partent d'un état initial au repos ( $u, v, w$  uniformes fixés à zéro), avec un profil vertical de température proche de celui du modèle de température donné par le "Venus International Reference Atmosphere" (VIRA, cf. Fig. 3.6). En effet, les résultats des missions Venera et Pioneer Venus sont résumés dans la publication COSPAR spéciale de (Seiff et al., 1985; Seiff and the VEGA Balloon Science Team, 1987; Moroz and Zasova, 1997), dans laquelle sont donnés les modèles de température et les propriétés des gaz en-dessous de 100 km, ainsi que la circulation de l'atmosphère, des modèles de distributions et de propriétés des particules, des modèles de composition, de température et de densité au-dessus de 100 km, la composition sous 100 km et les radiations solaire et thermique en-dessous de 100 km.

Le profil vertical de température initial est imposé par une fonction analytique proche du profil de VIRA.

Ensuite, la structure thermique est calculée de manière cohérente par le Modèle de Circulation Générale, par opposition à un forçage radiatif simplifié, où la température subit un rappel (refroidissement newtonien).



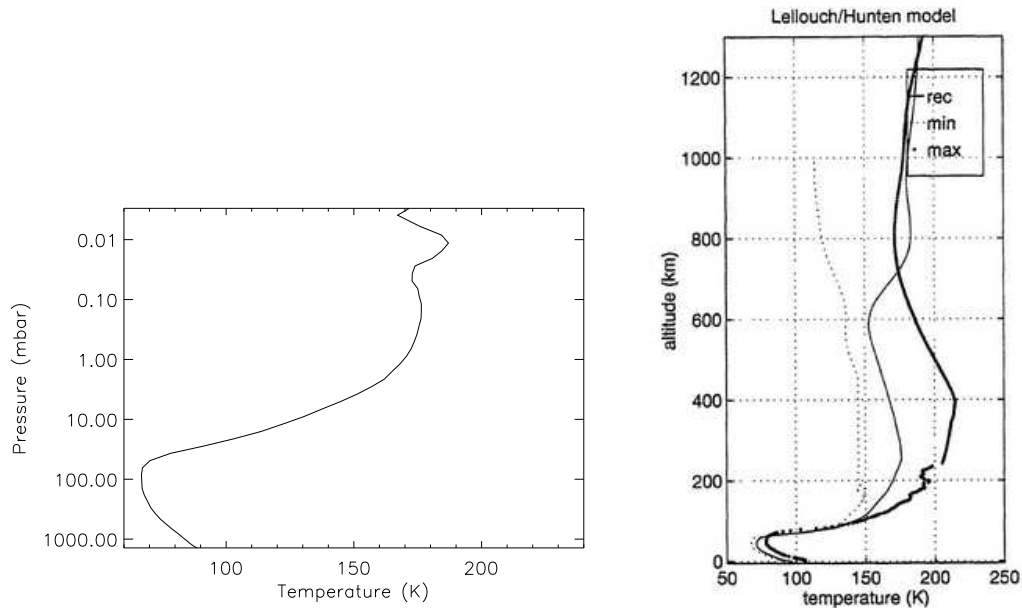
**Figure 3.6** – Profil vertical de température VIRA (en K) (Seiff et al., 1985) qui est imposé initialement dans le modèle Vénus.

#### B) Cas de Titan

Pour les simulations Titan, on part d'un état stationnaire hérité d'une dizaine d'années d'étude. Ces études avaient débuté avec le modèle 3D de Hourdin et al. (1995), où la superrotation s'était progressivement mise en place (phase de "spin-up"). Ensuite, ce sont ajoutés progressivement les différents couplages, conduisant à de nouveaux états stationnaires, et utilisés à chaque fois comme de nouveaux états initiaux.

La simulation Titan effectuée par Hourdin et al. (1995) était partie d'un profil vertical de température proche de celui du modèle de température de Lellouch et al. (1989) pour la basse atmosphère (jusque vers 200 km) et de Yelle (1991) au-dessus.

La structure thermique initiale dans le modèle Titan est présentée sur la Figure 3.7. Elle est proche du modèle de température actualisé de Lellouch and Hunten (1997); Yelle et al. (1997).



**Figure 3.7** – *A gauche : profil vertical de température initial imposé dans le modèle Titan (résultat d’une dizaine années d’études). A droite : profil de température de Lellouch and Hunten (1997); Yelle et al. (1997).*

### 3.6.2 Vents au sommet (couche éponge) et en bas

Au sol, le vent est fixé à zéro par le coefficient de frottement dans la couche limite (cf. section 3.4.1)..

Au sommet du modèle, on impose une couche éponge qui rappelle les vents vers zéro. La tendance du vent zonal dans les dernières couches du modèle est alors donnée par :  $\frac{du}{dt} = \frac{u-\bar{u}}{\tau}$ , où  $\bar{u} = 0$ . Cette couche éponge permet entre autres d’empêcher la réflexion des ondes et l’accumulation de moment cinétique au sommet.

### 3.6.3 Flux des composés : cas de Titan

Pour les composés chimiques, on impose des conditions aux bords du modèle :

#### Conditions à la surface

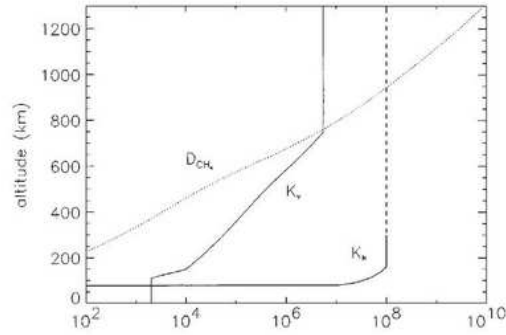
Pour les conditions limites inférieures (échanges entre la surface et la première couche du modèle), la fraction molaire de méthane est fixée à 5% à la surface. Le profil suit ensuite la pression de vapeur saturante jusqu’à la tropopause, conduisant à une valeur de 1.5% au-dessus de ce piège froid. Ces valeurs sont proches de celles obtenues par les mesures de Huygens/GCMS (Niemann et al., 2005). Pour les autres composés, les flux de surface sont fixés à zéro.

### Conditions au sommet

Pour les conditions au sommet du modèle (échanges entre l'atmosphère supérieure et la dernière couche du modèle), les flux au sommet sont fixés pour tous les composés, en raison principalement des zones de production photochimique qui sont situées au-delà du modèle.

Ces flux sont calculés en utilisant la version 2D du modèle photochimique de l'atmosphère (flux qui varient en latitude et en saison, Lebonnois et al., 2001), qui calcule la composition jusqu'à 1200 km. Dans ce modèle, la photochimie est la même, mais le transport des composés par la dynamique est représenté par des coefficients de diffusion vertical et horizontal (qui dépendent tous les deux de l'altitude) et par du transport méridien, utilisant une version analytique approchée de la circulation méridienne issue du MCG.

- Dans la version 2D du modèle photochimique uniquement, le coefficient de diffusion vertical est réglé pour reproduire les observations de Hunten (1975) (cf. Fig. 3.8) alors que le coefficient de diffusion horizontal est estimé à partir de l'intensité du transport horizontal de moment cinétique par les ondes :  $K_h \sim \frac{\|v'\mu'\|a}{\mu}$  et  $\tau_h^k \sim \frac{L^2}{K_h}$  avec  $a$  le rayon de la planète,  $\|v'\mu'\|$  le transport de moment cinétique par les transitoires,  $\mu$  le moment cinétique et  $L \sim 4000\text{km}$ . De même, la constante de temps de diffusion verticale s'écrit :  $\tau_v^k \sim \frac{H^2}{K_v}$ , où  $H$  est la hauteur d'échelle.



**Figure 3.8** – Coefficients de diffusion turbulents du modèle 2D : coefficients de diffusion turbulente verticale ( $K_v$ ), horizontale ( $K_h$ ) (lignes continues) et coefficient de diffusion moléculaire du méthane dans l'azote ( $D_{CH_4}$ ) (ligne discontinue) (en  $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ) (Lebonnois et al., 2001).

- Toujours dans la version 2D du modèle photochimique, les constantes de temps associées au transport méridien sont estimées par :  $\tau_h^W \sim \frac{L}{v}$  et  $\tau_v^W \sim \frac{H}{\omega}$ . Les temps caractéristiques de transport sont résumés dans l'article de Lebonnois et al. (2001).

Les flux obtenus à 500 km d'altitude dépendent à la fois de la saison et de la latitude. Pour la plupart des composés, le flux est maximal au pôle d'été et minimum (plusieurs ordres de grandeurs d'intensité plus faible) au pôle d'hiver et à peu près constant en temps dans les régions équatoriales.

Ces flux, calculés par la version 2D du modèle photochimique sont imposés au sommet du modèle de circulation de Titan. Ils ont une forte influence sur les abondances moyennes



stratosphériques de la plupart des composés. Malheureusement, le modèle photochimique utilisé pour obtenir ces flux dans l'atmosphère supérieure n'est pas complètement satisfaisant, en comparaison avec les observations de Cassini/INMS (Shemansky et al., 2005), et les réanalyses des données de Voyager 1/UVS (Vervack et al., 2004). En plus, le modèle photochimique souffre d'approximations faites sur l'atmosphère supérieure au-delà de 500 km, où les composés chimiques sont produits. Entre autres, la chimie des ions n'est pas prise en compte, alors qu'elle commence à devenir importante à ces altitudes (Wilson and Atreya, 2004). Au vue de ces incertitudes, il n'est donc pas surprenant de devoir ajuster les flux au sommet de certains composés pour reproduire des abondances stratosphériques moyennes observées. De tels ajustements ont été faits pour  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$ ,  $C_3H_8$  et  $HCN$  (cf. Table 3.5).

**Tableau 3.5** – Quelques valeurs des flux des composés (au sommet du modèle) utilisées comme conditions limites supérieures dans le 2D-CM (en molécules  $cm^{-2} s^{-1}$ , référencées à 500 km d'altitude, les valeurs sont positives vers le bas)

Molécule	Pôle d'été	Equateur	Pôle d'hiver
$C_2H_2^a$	$2.0 \times 10^{10}$	$1.5 \times 10^{10}$	$2.6 \times 10^7$
$C_2H_4$	$3.2 \times 10^8$	$4.5 \times 10^8$	$-2.5 \times 10^6$
$C_2H_6^a$	$5.0 \times 10^{10}$	$4.3 \times 10^{10}$	$2.9 \times 10^8$
$CH_3C_2H$	$4.8 \times 10^7$	$4.1 \times 10^7$	$-3.7 \times 10^5$
$C_3H_8^a$	$1.1 \times 10^9$	$6.9 \times 10^8$	$-3.9 \times 10^6$
$C_4H_2$	$7.9 \times 10^6$	$4.9 \times 10^6$	$3.3 \times 10^3$
$C_6H_6$	$3.9 \times 10^7$	$2.7 \times 10^7$	$1.0 \times 10^4$
$HCN^a$	$1.4 \times 10^9$	$1.4 \times 10^9$	$6.6 \times 10^7$
$CH_3CN$	$1.8 \times 10^8$	$1.1 \times 10^8$	$5.1 \times 10^5$
$HC_3N$	$4.7 \times 10^7$	$2.4 \times 10^7$	$1.9 \times 10^4$

(a) Valeurs ajustées pour reproduire les observations stratosphériques.

# Chapitre 4

## Titan

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>118</b>
<b>4.2</b>	<b>Titan révélée par les missions de Voyager à Cassini</b>	<b>118</b>
4.2.1	Historique	118
4.2.2	Conditions générales régnant dans l'atmosphère de Titan	119
4.2.3	La structure thermique sur Titan	120
4.2.4	La composition chimique sur Titan	121
4.2.5	La brume et les nuages sur Titan	123
4.2.6	Premières observations de la superrotation sur Titan	124
<b>4.3</b>	<b>Apport des observations de la mission Cassini-Huygens (à partir de 2005)</b>	<b>125</b>
4.3.1	La mission	125
4.3.2	Les instruments à bord de Cassini et Huygens et leurs rôles dans la compréhension de l'atmosphère de Titan	127
4.3.3	L'instrument CIRS	127
4.3.4	Les grands résultats de la mission en quelques traits	128
<b>4.4</b>	<b>Modélisation numérique de l'atmosphère de Titan</b>	<b>133</b>
4.4.1	Modèles chimiques et microphysiques	133
4.4.2	Modèles de circulation de l'atmosphère de Titan	134
4.4.3	Résultats modèle/observations avant et en préparation de la mission Cassini	134
4.4.4	Caractéristiques de la simulation Titan utilisée	139
<b>4.5</b>	<b>Tests de sensibilité sur le modèle Titan</b>	<b>140</b>
4.5.1	Les paramètres qui influent sur la structure des vents	140
4.5.2	Les paramètres qui influent sur les distributions des composés chimiques	140
4.5.3	Les paramètres qui influent sur la distribution des aérosols	142
<b>4.6</b>	<b>Confrontation de la circulation moyenne modélisée (dynamique et structure thermique) avec les observations de la mission Cassini-Huygens</b>	<b>144</b>
4.6.1	Objectifs	144
4.6.2	Structure thermique	145
4.6.3	La dynamique	152
4.6.4	Influence de la hauteur de production des aérosols sur la structure thermique et la dynamique	157

<b>4.7 Distributions des composés</b>	<b>159</b>
4.7.1 Introduction	159
4.7.2 Les régions équatoriales	159
4.7.3 L'enrichissement polaire d'hiver	163
4.7.4 Le pôle d'été	169
<b>4.8 Validation de la circulation méridienne à l'aide de la composition et de l'effet saisonnier</b>	<b>170</b>
4.8.1 En quoi ça valide?	171
4.8.2 Les énigmes (dynamiques)	172
4.8.3 Résumé	173

---

## 4.1 Introduction

Le travail que j'ai effectué "sur Titan" a consisté principalement à interpréter les observations récentes de Cassini-Huygens et des observations faites depuis la Terre, à l'aide du modèle bidimensionnel de l'Institut Pierre Simon Laplace, et en utilisant en particulier les distributions chimiques des composés comme traceurs des mouvements dynamiques. J'ai également replacé ces résultats par rapport aux différentes observations antérieures comme celles de Voyager 1 et montré que les variations saisonnières sont bien reproduites par le modèle.

## 4.2 Titan révélée par les missions de Voyager à Cassini

### 4.2.1 Historique

C'est en 1655 que l'astronome hollandais Christiaan Huygens découvrit le plus gros satellite de Saturne : Titan, qui reçut son nom en 1847 de Sir John Herschel en référence aux géants immortels de la mythologie grecque. En effet, Titan est le deuxième satellite du système solaire par sa taille (2575 km de rayon), juste derrière Ganymède, satellite de Jupiter. Plus gros que la Lune, il se place entre Mercure et Mars et représente environ 40% de la taille de la Terre. Titan tourne de manière synchrone autour de Saturne en 15.95 jours terrestres (1 "journée Titan") et en 673 jours Titan autour du soleil, soit environ 30 années terrestres (1 "année Titan")(cf. Table 1.2).

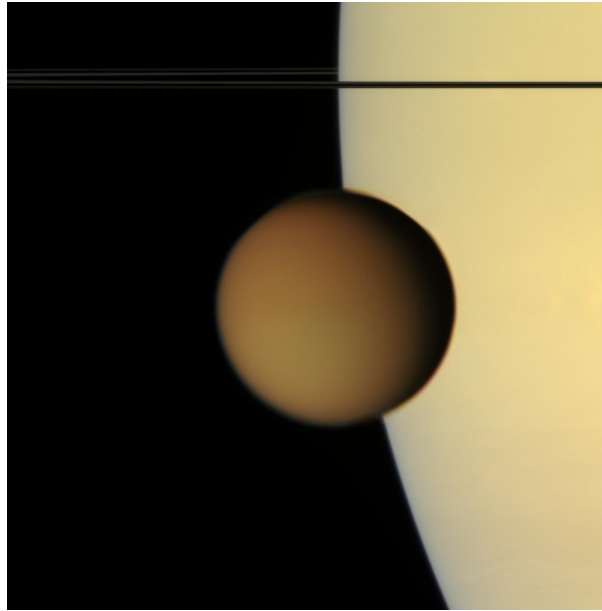
Vers 1908, l'astronome Comas Solà observa un assombrissement centre-bord (atténuation de l'intensité lumineuse sur les bords de l'atmosphère), révélant ainsi la présence d'une atmosphère (Comas Solà 1908). Cet effet d'assombrissement centre-bord qui s'observe dans toutes les atmosphères et aussi dans les étoiles, est essentiellement dû au fait qu'au bord (ou limbe) le chemin optique est plus grand qu'au centre (ou nadir). L'existence d'une atmosphère sur Titan ne sera ensuite définitivement établie qu'en 1944 par Gérard P. Kuiper, suite à la détection de bandes d'absorption du méthane gazeux  $\text{CH}_4$  dans la partie visible du spectre (à 619 et 725 nm). Titan est le seul satellite naturel à posséder une atmosphère, ce qui le place au centre d'un intérêt qui ne va cesser de croître avec les années.

Dans les années 1970, de nombreuses observations de Titan sont faites depuis la Terre. On y découvre dans l'atmosphère, la présence de plusieurs autres hydrocarbures simples en phase gazeuse, tels que l'éthane,  $\text{C}_2\text{H}_6$ , l'éthylène,  $\text{C}_2\text{H}_4$  et l'acétylène,  $\text{C}_2\text{H}_2$ , par leurs émissions dans l'infrarouge thermique (Danielson et al., 1973; Gillett et al., 1973; Gillett,

1975; Low and Rieke, 1974; Tokunaga et al., 1980).

Le 12 novembre 1980, peu après l'équinoxe de printemps dans l'hémisphère nord sur Titan ( $L_s=9^\circ$ ), la sonde Voyager 1 s'approche de Titan à une distance inférieure à 4000 km de sa surface, fournissant les premières observations de ce système atmosphérique complexe. Un peu plus tard et pour étayer ces informations, des mesures ont été faites depuis la Terre (l'observatoire du Keck, etc.) ou depuis des télescopes spatiaux (les télescopes ISO, HST, etc.). Pendant longtemps, Voyager est resté la seule source importante d'informations sur l'atmosphère de Titan, avant le succès plus récent de la mission Cassini-Huygens (cf. section 4.3).

#### 4.2.2 Conditions générales régnant dans l'atmosphère de Titan



**Figure 4.1** – *Titan dans le visible vu par Cassini en 2007 devant Saturne. La couleur orangée est due à la présence d'une brume opaque dans l'atmosphère qui recouvre uniformément la planète dans le visible (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA08398>).*

A cause de sa taille assez grande, de sa densité et de sa température relativement basses (température de surface de 94 K, densité calculée proche d'autres satellites glacés), Ces conditions permettent à l'atmosphère de s'étendre jusqu'à 1300-1500 km de la surface, par contraste avec les 400-500 km d'épaisseur de la Terre (altitude de l'exobase).

La pression atmosphérique à la surface, de  $1496 \pm 20$  mbar est très proche de celle de la Terre (Lindal et al., 1983).

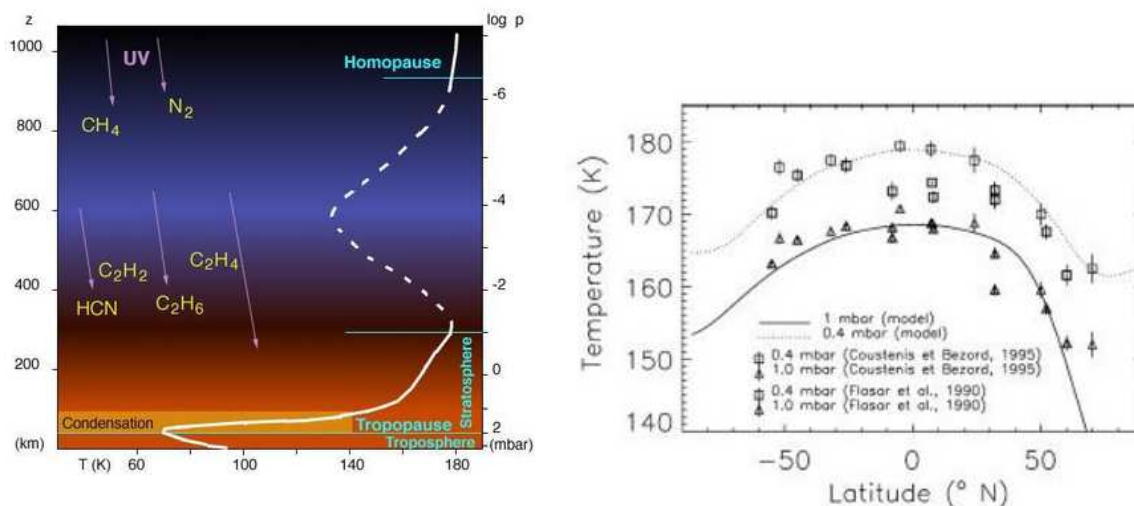
La gravité, sept fois plus faible que celle de la Terre, permet l'échappement des espèces légères comme l'hydrogène atomique et moléculaire. Ce phénomène a été mis en évidence par la détection d'un tore d'hydrogène atomique autour de Saturne à la distance correspondant à l'orbite de Titan (Broadfoot et al., 1981).

Titan est le deuxième objet du système solaire, avec la Terre à posséder une atmosphère majoritairement constituée à plus de 98% d'azote. Le deuxième constituant principal sur

Titan est le méthane (environ 1.4% au-dessus de la tropopause qui constitue un piège froid). Ce dernier joue un rôle analogue à l'eau sur Terre. En effet, en raison des conditions de température et de pression qui règne dans l'atmosphère de Titan, le méthane peut se trouver sous les trois phases. Par la présence de méthane, l'atmosphère de Titan est une atmosphère réductrice, contrairement aux autres atmosphères de la Terre, de Vénus et de Mars, et proche des conditions qui pouvaient régner aux origines de l'atmosphère terrestre.

Titan ressemble beaucoup à l'atmosphère primitive par sa composition chimique majoritairement constituée d'azote et de méthane, qui lui donne cette couleur orangée (cf. Fig. 4.1, observation de Cassini). Titan est donc un élément clef pour la compréhension de l'atmosphère terrestre primitive : c'est l'unique atmosphère qui ressemble à l'atmosphère terrestre primitive, il y a plusieurs milliards d'années, avant que la vie n'apparaisse et n'injecte de l'oxygène dans l'atmosphère.

### 4.2.3 La structure thermique sur Titan



**Figure 4.2** – A gauche : profil vertical de température (Lellouch et al., 1989). A droite : profils latitudinaux observés à l'époque de Voyager ( $L_s \sim 9^\circ$ ) par Coustenis and Bézard (1995) et Flasar and Conrath (1990) comparés au 2D-CM (Fig. 14 de Rannou et al. (2004)).

Comme sur Terre, on peut distinguer dans l'atmosphère de Titan une troposphère entre la surface et 40 km environ ( $\sim 70$  K à 40 km), une stratosphère s'étendant jusqu'à 300 km ( $\sim 180$  K à 300 km) et peut-être une mésosphère (Lellouch et al., 1989; Yelle, 1991).

Le profil thermique obtenu à l'époque de Voyager 1 est le fruit de deux séries de mesures : les mesures radio de RSS qui donnent des informations sur la structure thermique en-dessous de 200 km, en prenant la masse molaire de l'azote, soit  $28 \text{ g mol}^{-1}$  (Tyler et al., 1981) et les mesures UVS (Smith et al., 1982) qui indiquent une température de la thermosphère de 155 K, après une révision des résultats effectuée par Vervack et al. (2004). Pour faire la jonction entre ces deux régions, des modèles théoriques ont été développés, comme ceux de Lellouch et al. (1990) pour la basse atmosphère et Yelle (1991) pour la haute atmosphère, qui conduisent à la présence d'une mésosphère entre 300 et 600-800 km.

Le profil vertical de température résultant est présenté sur la Figure 4.2.a.

L'augmentation de la température stratosphérique avec l'altitude est due à l'absorption des photons solaires UV et visible par différents gaz et par les aérosols de la couche principale de brume. Cette dernière s'étend de la troposphère jusqu'à 400-500 km selon la saison (cf. section suivante 4.2.5).

Le profil thermique latitudinal mesuré par Voyager montre une assymétrie nord-sud peu après l'équinoxe de printemps. L'hémisphère nord, sortant de l'hiver, est alors plus froid que l'hémisphère sud (cf. Fig. 4.2.b).

#### 4.2.4 La composition chimique sur Titan

##### Informations fournies par Voyager 1

Il a fallu attendre les missions Voyager pour que le diazote puisse être mesuré et identifié comme le composé le plus abondant, par des mesures de l'airglow" dans la haute atmosphère par le spectromètre UVS. Le diazote est difficilement mesurable par télédétection. Les autres composés organiques minoritaires comme l'éthane ( $C_2H_6$ ), le propane ( $C_3H_8$ ), l'acétylène ( $C_2H_2$ ), etc., ont ensuite été détectés par comparaison entre les spectres observés par le spectromètre IRIS de la mission Voyager 1 et un modèle de transfert radiatif (cf. Table 4.1). La composition de l'atmosphère est alors établie dans ses grands traits (Broadfoot et al., 1981; Hanel et al., 1981; Tyler et al., 1981).

Molécules	Symboles	Rapport de mélange
Diazote	$N_2$	90-97%
Argon	Ar	0-6%
Méthane	$CH_4$	2-5%
Hydrogène	$H_2$	0.2%
Éthane	$C_2H_6$	10 ppm
Monoxyde de carbone	CO	~10 ppm
Acétylène	$C_2H_2$	2 ppm
Propane	$C_3H_8$	500 ppb
Cyanure d'hydrogène	HCN	170 ppb
Éthylène	$C_2H_4$	100 ppb
Acétonitrile	$CH_3CN$	5 ppb
Dioxyde de carbone	$CO_2$	10 ppb
Cyanoacétylène	$HC_3N$	10 ppb
Méthylacétylène	$CH_3C_2H$	5 ppb
Cyanogène	$C_2N_2$	5 ppb
Vapeur d'eau	$H_2O$	8 ppb
Diacétylène	$C_4H_2$	1 ppb

**Tableau 4.1** – *Table des abondances sur Titan. Les abondances des constituantes principaux sont données en %, alors que les abondances moyennes des constituants secondaires sont donnés en ppm ou ppb (Broadfoot et al., 1981; Hanel et al., 1981; Tyler et al., 1981).*

Les instruments de la mission Voyager 1 ont sondé différentes régions de l'atmosphère de Titan selon leurs domaines spectraux : les expériences d'occultation radio avec RSS (Radio Science Experiment) donnent des informations pour altitudes inférieures à 200 km ; les analyses spectroscopiques dans les domaines infrarouges avec IRIS permettent d'étudier

l'atmosphère entre 80 et 300 km environ et dans les domaines de l'ultraviolet avec UVS, on sonde au-dessus de 1000 km.

Les analyses des données fournies par le spectromètre infrarouge IRIS de Voyager 1 durant un survol de Titan, ont permis aux scientifiques de déduire les abondances entre 53°S et 70°N (Coustenis et al., 1991; Coustenis and Bézard, 1995). Ces mesures ont permis d'étudier les variations du rapport de mélange avec la latitude pour des altitudes correspondantes aux maxima des fonctions de poids des composés (avoisinant la centaine de kilomètres) (Coustenis et al., 1989a,b; Coustenis and Bézard, 1995). Les altitudes correspondant aux maxima des fonctions de poids (ou fonctions de contribution), ainsi que les largeurs à mi-hauteur sont résumées dans Coustenis and Bézard (1995). Un enrichissement de certains composés a été observé aux hautes latitudes.

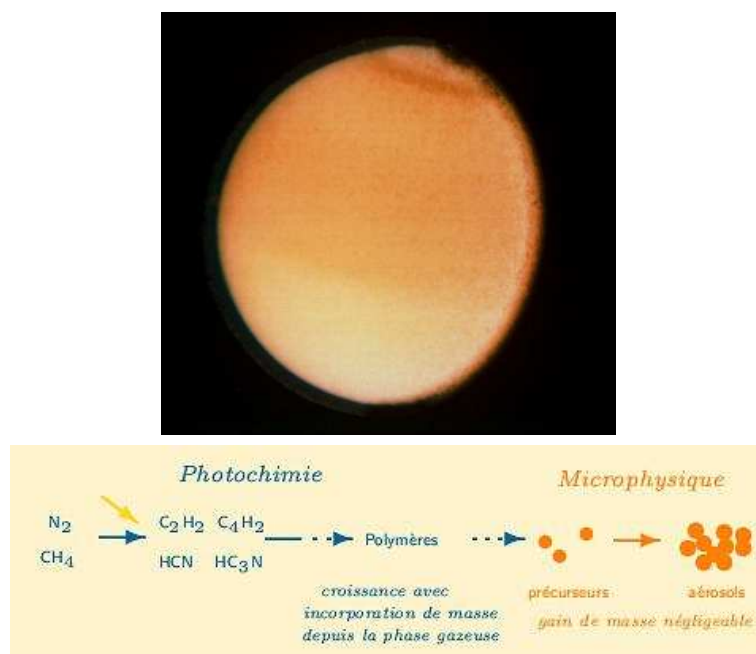
IRIS a également mesuré les profils verticaux des nitriles et des hydrocarbures à l'équateur, sauf pour celui de  $\text{HC}_3\text{N}$  qui a été détecté seulement au pôle nord (Coustenis et al., 1991). L'ensemble des observations et du type d'informations qu'elles ont fournies est récapitulé dans les Tables 4.2 et 4.3.

Les composés minoritaires tels que les hydrocarbures et les nitriles sont produits efficacement dans la haute atmosphère (au-delà de 700-800 km environ) par la photodissociation du méthane et du diazote par le rayonnement UV solaire, par des électrons provenant de la magnétosphère de Saturne ou par des rayons cosmiques (Yung et al., 1984). Ces composés secondaires sont transportés vers la basse atmosphère par des mouvements dynamiques, où la plupart se condensent ou polymérisent, contribuant à la formation de l'épaisse couche de brume qui voile l'ensemble de la planète (cf. Fig. 4.9.a).

L'origine de cette polymérisation est encore très mal comprise et fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux (Coll et al., 1999) et théoriques (Lebonnois et al., 2002; Wilson et al., 2003), la difficulté résidant dans la compréhension du passage de la chimie à la microphysique (cf. Fig. 4.9.b). Des expériences en laboratoire ont suggéré que des composés complexes comme des "ammono-équivalents" des acides aminés pourraient être créés naturellement dans l'atmosphère de Titan (Raulin and Owen, 2002). L'atmosphère de Titan peut être alors considérée comme un laboratoire d'études "grandeur nature" où se déroule une chimie complexe dont les constituants sont les précurseurs d'une chimie pré-biotique.

### Les autres sources d'informations

D'autres mesures, depuis le sol ou depuis l'espace, ont ensuite été effectuées pour étayer les informations déjà fournies par Voyager, notamment avec ISO (Infrared Space Observatory), l'observatoire du Keck. Des observations faites dans le domaine millimétrique avaient permis de détecter des molécules polaires, telles que  $\text{HCN}$ ,  $\text{CO}$ , etc., (Marten et al., 2002). A la différence des données fournies par Voyager, celles qui sont obtenues depuis la Terre ne donnent accès qu'à des valeurs moyennées sur tout le disque. Dans ces observations, on voit essentiellement la contribution du signal à l'équateur. Elles ont cependant l'avantage de donner un suivi temporel des observations sur des durées de l'ordre de l'année Titan, soit sur une trentaine d'années terrestres.



**Figure 4.3** – *En haut : Titan vue dans le visible par Voyager 1. La couleur orangée est due à une épaisse couche de brume (source : NASA). En bas : schéma de production des aérosols (Illustration de Pascal Rannou).*

#### 4.2.5 La brume et les nuages sur Titan

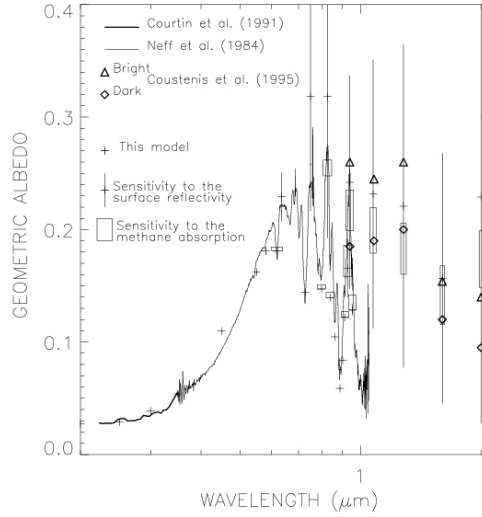
La première chose qu'on voit si on regarde Titan dans le visible, c'est une boule de brume uniformément orangée masquant complètement la surface dans le visible (cf. Fig. 4.9.a). Rien de plus triste ! Et c'est ce qu'ont vues pour la première fois d'aussi près, les missions spatiales Voyager 1 puis Voyager 2 (arrivé dans le système saturnien neuf mois plus tard). Cette brume est la trace visible de la présence d'aérosols présents jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres d'altitude, résultat d'une chimie et d'une microphysique complexes dans la stratosphère de Titan (cf. Fig. 4.9.b).

Les aérosols de Titan sont des petites particules en suspension, formées à partir de la coagulation des composés minoritaires issus de la photodissociation du méthane et du diazote. Ils sont en général entraînés par les mouvements atmosphériques, avant de disparaître par sédimentation ou lessivage lors des pluies. La taille de ces aérosols croît à mesure qu'ils s'entrechoquent et qu'ils se collent par le phénomène de coalescence.

Une source importante d'informations sur les aérosols est la variation de l'albedo géométrique en fonction de la longueur d'onde (Neff et al., 1984; Courtin et al., 1991)(cf. Fig. 4.4). Essayer de reproduire la tendance générale de cette variation permet de contraindre fortement la nature et la structure de la couche d'aérosols :

- une des caractéristiques principales de cette brume, observée par Voyager 1, est l'assymétrie nord-sud de la luminosité de Titan : l'hémisphère nord apparaît plus sombre que l'hémisphère sud dans le visible à l'équinoxe de printemps nord (cf. Fig. 4.9.a). A cela s'ajoute un effet saisonnier de cette assymétrie, qui a été observé par HST (Caldwell et al., 1992; Lorenz et al., 1997).
- Certaines images de Voyager 1 à haute résolution spatiale ont également révélé la





**Figure 4.4** – Albedo géométrique de Titan observé dans l’UV par Courtin et al. (1991), dans le visible par Neff et al. (1984) et dans le proche infrarouge (Coustenis and Bézard, 1995) : à faibles longueurs d’onde (en-dessous de  $0.5\mu\text{m}$ ), la majeure partie du rayonnement solaire est absorbée par la brume et à plus hautes longueurs d’onde (au-delà de  $0.8\mu\text{m}$ ), la brume réfléchit le rayonnement solaire et de fortes bandes d’absorption par le méthane apparaissent (Rannou et al., 2003).

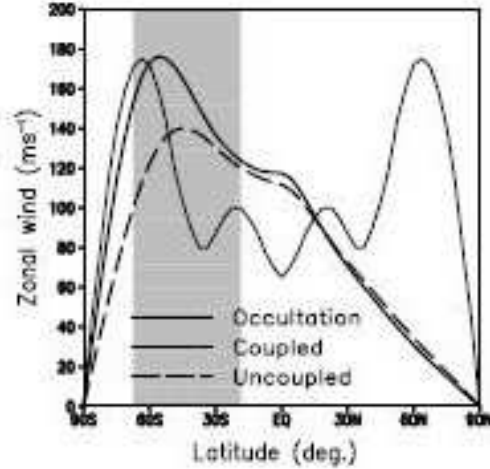
présence d’une couche détachée vers 300-350 km, située au-dessus de la couche principale de brume qui s’étend du sol jusqu’à 300 km environ (Rages et al., 1983).

Les aérosols ont un rôle important dans le bilan radiatif de Titan. Leur capacité à absorber le rayonnement solaire UV et visible contribue au réchauffement local de la stratosphère. Ils ont également un rôle dans le refroidissement de la basse atmosphère car ils bloquent une partie du rayonnement solaire, produisant ainsi ce qu’on appelle un anti effet de serre (Bézard et al., 1995).

Des nuages transitoires ont également été observés par Voyager 1 Griffith et al. (1998), dans la troposphère (vers 15 km d’altitude), à basses latitudes. Selon ces auteurs, ces nuages couvreraient 9% du disque de Titan.

#### 4.2.6 Premières observations de la superrotation sur Titan

La circulation zonale de l’atmosphère de Titan suit la rotation de la planète solide, c’est à dire d’ouest en est. Un phénomène de superrotation sur Titan a également été mis en évidence. Cette superrotation avait été prédite sur la base d’arguments théoriques (Golitsyn, 1975) et de simulations numériques (Hourdin et al., 1995). Elle a été observée pour la première fois lors de l’occultation de l’étoile 28-Sgr par Titan en 1989 (un peu après le solstice d’été nord,  $L_s=128^\circ$ ) (Hubbard et al., 1993). Cette observation ne donnait pas la direction prograde ou rétrograde des vents. Le profil latitudinal du vent zonal observé dans l’hémisphère sud, pour un niveau de pression d’environ 0.25 mbar ( $\sim 250$  km) révèle la présence de vents d’ouest importants ( $80\text{--}100 \text{ m s}^{-1}$ ) aux basses latitudes, avec un jet plus fort ( $\sim 150 \text{ m.s}^{-1}$ ) à haute latitude, vers  $60\text{--}70^\circ\text{S}$  (cf. Fig. 4.5). Ces vitesses sont de



**Figure 4.5** – *Profils latitudinaux du vent zonal observés lors de l’occultation stellaire de l’étoile Sgr1989 (Hubbard et al., 1993), peu avant le solstice d’hiver sud ( $L_s=128^\circ$ ) à 0.25 mbar (ligne continue fine), et simulés avec (ligne continue épaisse) et sans couplage (ligne discontinue en longs traits) avec la chimie et les brumes (Hourdin et al., 2004).*

l’ordre de 10 à 15 fois la vitesse de rotation de la planète solide.

### 4.3 Apport des observations de la mission Cassini-Huygens (à partir de 2005)

#### 4.3.1 La mission

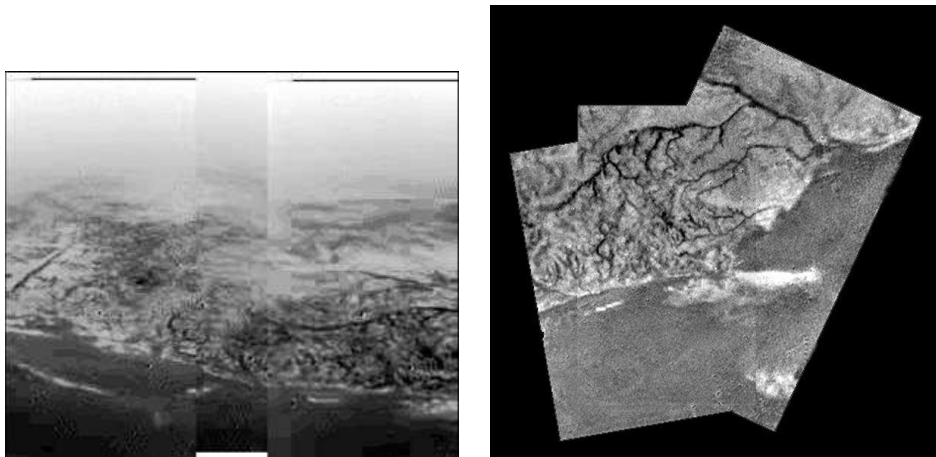
La mission Cassini-Huygens a quitté la Terre le 15 octobre 1997. Elle mettra ensuite 7 ans (3.5 milliards de kilomètres) avant de rejoindre Saturne et de se mettre en orbite en juillet 2004. Commencent alors 4 années de révolution (soit environ 70 orbites) autour de cette planète géante et de ses satellites. Cassini croisera Titan une quarantaine de fois, renvoyant une foule de données sur la surface, la composition de l’atmosphère, les aérosols, la dynamique et les nuages de Titan, ainsi que leurs variabilités.

Le système d’imagerie mis en place sur Cassini est le premier à pouvoir pénétrer au travers de la brume qui masque le sol de la planète, et Cassini est donc la première mission à pouvoir cartographier la surface de Titan. Un tel travail n’avait pas été possible avec les trois précédentes missions qui avaient survolé Titan (Voyager 1, Voyager 2 et Galileo).

En décembre 2004, la sonde Huygens se détache de l’orbiteur Cassini et se dirige vers Titan, pour entrer dans son atmosphère inconnue le 14 janvier 2005. Lors de la descente dans l’atmosphère (qui s’est amorcée vers 1200 km), trois séries de parachutes ont été nécessaires pour ralentir suffisamment la sonde et pour permettre ainsi de faire des mesures dans un environnement pas trop chahuté. Ces parachutes ont commencé à se déployer vers 160 km environ, altitude à laquelle peuvent réellement commencer les mesures in-situ de composition chimique, de température et de vents. Ces données étaient relayées vers l’orbiteur Cassini, qui les envoyait ensuite vers la Terre. Les mesures in-situ effectuées

par Huygens pourront être comparées aux mesures faites “à distance” depuis l’orbiteur Cassini.

Deux heures et 27 minutes après son entrée dans l’atmosphère, la sonde Huygens se pose pour la première fois à la surface de Titan, près de l’équateur (à 10°S). Elle survi-  
vra plusieurs minutes, sur la surface gelée de Titan, et continuera à communiquer avec l’orbiteur Cassini. Pendant toute sa descente et une fois posée, Huygens a dévoilé de magnifiques photos de la surface de ce satellite, avec un paysage assez familier qui ressemble à des réseaux de rivières, des îles et des rivages (cf. Figs. 4.6). A noter que Huygens est la sonde la plus lointaine que les hommes n’aient jamais posée à la surface d’un corps.



**Figure 4.6** – *A gauche : paysage de Titan vu par Huygens le 14 janvier 2005, montrant la séparation entre des terrains clairs élevés marqués par des sillons plus sombres et un terrain sombre en contrebas (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA07231>). A droite : sillons faisant penser à des rivières (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA06184>).*

La mission Cassini-Huygens est le fruit d’une collaboration entre l’Agence Spatiale Américaine, la NASA qui a travaillé à l’élaboration de l’orbiteur Cassini (Jet Propulsion Laboratory), l’Agence Spatiale Européenne, l’ESA qui a conçu la sonde Huygens et l’Agence Spatiale Italienne, l’ASI qui a fourni l’antenne de communication à haut gain.

#### Intérêt et objectifs de la mission

Les objectifs de cette mission étaient de comprendre les mécanismes qui gouvernent l’atmosphère et la surface de Titan. Elle permet à terme d’améliorer nos connaissances sur les mécanismes chimiques ayant abouti à l’apparition de la vie sur Terre.

En pratique, toutes les informations recueillies par la mission permettent de valider ou non les travaux théoriques et modèles numériques développées au cours des dernières décennies et permettre ainsi une meilleure compréhension de Titan. Les observations de Cassini-Huygens sont faites pendant l’hiver nord (longitude solaire  $L_s \sim 300^\circ$ ), ce qui a également l’avantage de fournir une série de mesures à une autre période que celle de Voyager 1, permettant de contraindre les modèles dans le temps.

Les principaux objectifs de la mission, en ce qui concerne Titan sont :

1) Déterminer les abondances des divers composés de l'atmosphère et les rapports isotopiques des éléments les plus abondants comme le carbone, l'azote, etc., afin de contraindre les scénarios de formation et d'évolution de Titan et de son atmosphère.

2) Observer les distributions verticales et horizontales des espèces minoritaires et rechercher des molécules complexes; étudier les différentes sources d'énergie de la chimie stratosphérique; comprendre de façon approfondie la photochimie de la stratosphère.

3) Explorer la formation et la composition des aérosols.

4) Mesurer les vents et la température; explorer la physique des nuages, la circulation générale et les effets saisonniers dans l'atmosphère de Titan.

5) Etudier l'état physique, la topographie et la composition de la surface; contraindre la structure interne de Titan.

6) Explorer la haute atmosphère, son ionisation et son rôle comme source de matériaux neutres et ionisés pour la magnétosphère de Saturne.

Mon travail de thèse pour la partie Titan s'est porté surtout sur l'étude de l'atmosphère neutre (points 2 et 3), composition chimique et dynamique.

### 4.3.2 Les instruments à bord de Cassini et Huygens et leurs rôles dans la compréhension de l'atmosphère de Titan

A bord de Cassini, douze instruments ont été prévus pour sonder l'épaisse atmosphère et étudier la surface. Beaucoup sont les héritiers d'instruments embarqués à bord des sondes Voyager avec souvent une meilleure résolution. Certains de ces instruments ont étudié la haute atmosphère au-dessus de 700-800 km, comme UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) et INMS (Ion and Neutral Mass Spectrometer); et d'autres la basse atmosphère au-dessous de 400 km, avec RSS (Radio Science Subsystem); VIMS (Visual and Infrared Mapping Spectrometer) et CIRS (Composite Infrared Spectrometer, l'héritier de IRIS sur Voyager 1). L'instrument RADAR fait des observations de la surface. Les données obtenues par l'instrument CIRS/Cassini sur la composition et la température de l'atmosphère moyenne auront beaucoup servi pour la validation du modèle de l'atmosphère de Titan (cf. section 4.6).

Les six instruments de Huygens ont permis des mesures de 1200 km jusqu'à la surface : GCMS (Gas chromatograph and Mass Spectrometer) identifie et quantifie les différents constituants atmosphériques dans la troposphère et la stratosphère; ACP (Aerosol Collector and Pyrolyser) collecte des aérosols pour GCMS afin d'analyser leur composition; HASI (Huygens Atmospheric Structure Instrument) enregistre les profils verticaux de température et de pression; DWE (Doppler Wind Experiment) effectue des mesures de la direction et de la force des vents; SSP (Surface Science Package) détermine les propriétés physiques de la surface à l'endroit de l'impact.

### 4.3.3 L'instrument CIRS

Le Spectromètre Infrarouge Composite (CIRS) est certainement le principal instrument pour les mesures de composition de l'atmosphère moyenne. Il a fourni des spectres entre 10 et 1500  $cm^{-1}$ , permettant l'étude de la température stratosphérique et des abondances chimiques en-dessous de 500 km. Dans ces spectres, on trouve les raies d'émissions de nombreux hydrocarbures (tels que  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_6$ ,  $C_3H_8$ ,  $CH_3C_2H$ ,  $C_4H_2$ ,  $C_6H_6$ )

et nitriles (HCN, HC<sub>3</sub>N, C<sub>2</sub>N<sub>2</sub>), ainsi que des composés oxygénés (CO<sub>2</sub>, CO, H<sub>2</sub>O) (de Kok et al., 2007).

Une bonne partie des observations de température et d'abondances utilisée ici (cf. section 4.6) provient de l'instrument CIRS. C'est pour cette raison que nous nous attardons un peu plus sur cet instrument et que nous en donnons les principaux résultats.

Deux types d'informations sont fournis par l'instrument : certaines données sont faites au nadir, c'est à dire dans une configuration géométrique où la ligne de visée intercepte la surface de Titan, et d'autres sont faites au limbe, pour une ligne de vue qui ne fait que traverser l'épaisseur de l'atmosphère (sur les bords de la planète).

- Les spectres au nadir sondent les régions de la stratosphère de Titan, du pôle nord au pôle sud (de 80°S à 80°N). Les travaux utilisés dans ce cadre pour la comparaison avec le 2D-CM sont ceux de Coustenis et al. (2007b,a); Teanby et al. (2006, 2007b,a). Ces auteurs utilisent des résolutions spectrales de 0.5 et 2.5  $cm^{-1}$ , pour les survols entre Tb et T20 (cf. Table 4.3). Les températures et abondances obtenues se situent entre 0.1 et 10 mbar. Les profils verticaux des composés chimiques ne peuvent pas être déduits des spectres nadir, mais des profils verticaux dérivés des analyses des spectres nadir ont été testés et ajustés (Teanby et al., 2007b). Ainsi, les données nadir donnent accès aux variations méridiennes d'abondances chimiques et de température, en focalisant sur la stratosphère moyenne.
- L'atmosphère supérieure, la stratopause et la basse mésosphère peuvent être sondés par les observations au limbe. Ces observations donnent des informations sur les niveaux entre 1  $\mu$ bar (500 km) et 5 mbar ( $\sim$ 120 km), et permettent de d'obtenir les profils verticaux de température et d'abondances pour différentes latitudes. La méthode d'inversion pour les profils verticaux de température et d'abondances sont décrits dans les articles de Vinatier et al. (2007); Teanby et al. (2007b).

#### 4.3.4 Les grands résultats de la mission en quelques traits

L'apport de la mission Cassini pour la compréhension de l'atmosphère de Titan est considérable (Flasar et al., 2005; Tobie et al., 2006; Coustenis et al., 2007a).

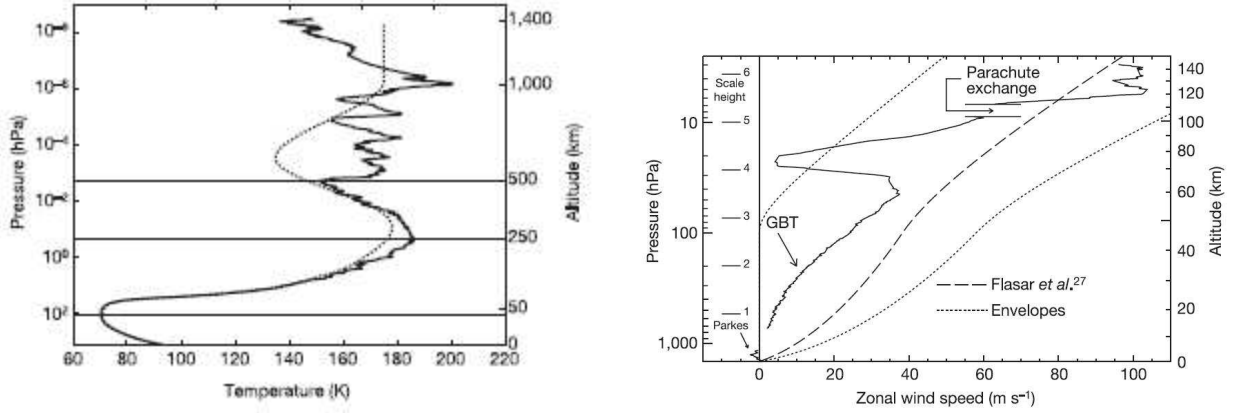
##### I) La structure thermique observée par Cassini/Huygens

Huygens/HASI lors de sa descente a directement mesuré le profil vertical de température dans les régions équatoriales (10°S), à partir des mesures de densité (Fulchignoni et al., 2005). Il est représenté sur la Figure 4.7, en comparaison avec le profil de Yelle et al. (1997).

Le profil de température in-situ obtenu à 10°S par Huygens a également servi pour la comparaison avec le 2D-CM (Fulchignoni et al., 2005) (cf. section 4.8.1).

##### II) La dynamique vue par Cassini/Huygens

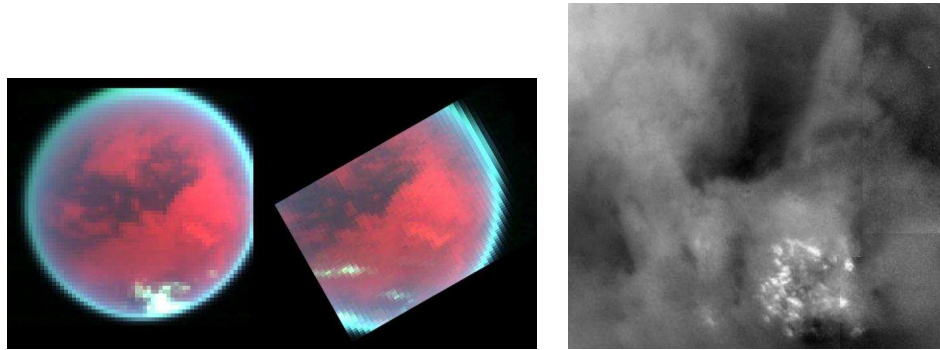
Huygens/DWE a également mesuré lors de sa descente le profil vertical de vent zonal par effet doppler avec l'orbiteur (Bird et al., 2005) (cf. Fig. 4.7). Les mesures confirment la présence de forts vents zonaux progrades, en accord avec les observations passées. Une couche mince de vents zonaux particulièrement faibles (proches de zéro) est observée entre 60 et 100 km d'altitude et des vents faibles de quelques mètres par seconde sont observés dans les cinq premiers kilomètres, près de la surface.



**Figure 4.7** – *A gauche : profil vertical de température mesuré par Huygens/HASI à 10°S (Fulchignoni et al., 2005)(ligne continue) en comparaison au profil fourni par Yelle et al. (1997) (ligne discontinue). A droite : profil vertical du vent zonal mesuré par Huygens/DWE à 10°S (Bird et al., 2005)(ligne continue).*

Pour la comparaison avec le 2D-CM (cf. section 4.6.3), les profils latitudinaux de température dérivés de la carte méridienne (latitude-altitude) de température publiée par Flasar et al. (2005) ont été utilisés. Nous avons également retenu la carte méridienne de température (80°S à 80°N) à basse résolution spectrale ( $13.5 \text{ cm}^{-1}$ ) obtenue par Teanby et al. (2007a).

### III) Les aérosols, les nuages et les précipitations



**Figure 4.8** – *Nuages sur Titan observé par Cassini près du pôle sud. A gauche : (Griffith et al., 2005). A droite : (en 2004, Porco et al., 2005).*

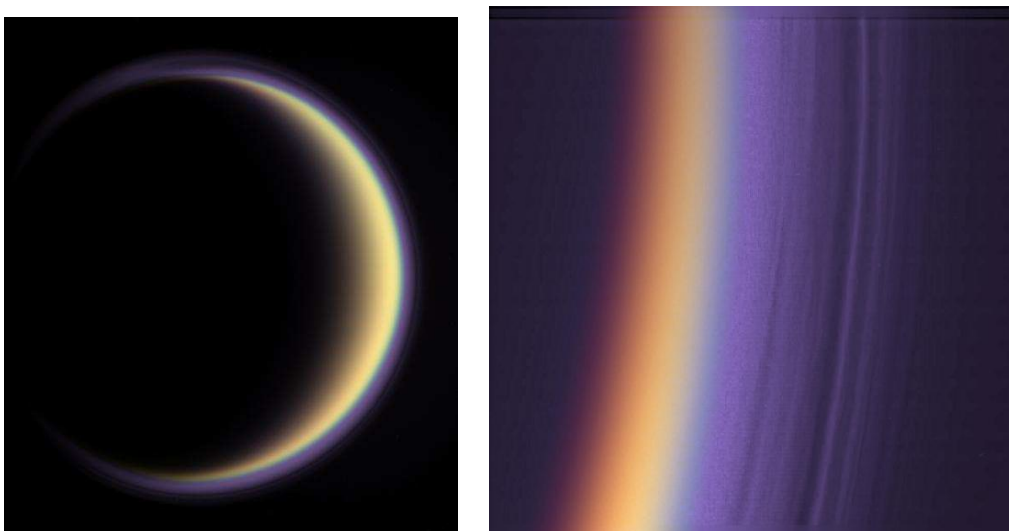
**Les nuages.** Cassini a observé dans la basse atmosphère, des nuages convectifs près du pôle sud et a suivi le mouvement de nuages de moyennes latitudes, indiquant des vents zonaux vers l'est (en suivant la superrotation) (Porco et al., 2005).

Le spectromètre visible et infrarouge de Cassini (VIMS) a suivi l'évolution dynamique des nuages (Griffith et al., 2005, 2006) : la structure horizontale des nuages, leurs altitudes et leurs profondeurs optiques varient fortement dans le temps, révélant des mouvements forts de convection verticale. Les nuages peuvent être déplacés verticalement du milieu

de la troposphère jusqu'au sommet de la troposphère en une trentaine de minutes, et se dissiper en pluie dans les heures qui suivent.

L'instrument CIRS de Cassini a observé des nuages de glace d'eau et de  $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CN}$  au niveau du pôle d'hiver, à  $85^\circ\text{N}$  (Samuelson et al., 2007). Un autre signal plus faible a également été détecté, indiquant probablement la présence de nuages de glace de HCN, composés de particules de quelques micromètres de rayon et résidant dans la basse stratosphère (en-dessous de 160 km).

En résumé, deux types de nuages ont été observés : des nuages de méthane isolés qui évoluent rapidement aux moyennes latitudes dans l'hémisphère d'été (sud) par Cassini (Griffith et al., 2005; Roe et al., 2005); et de grandes formations nuageuses d'éthane qui durent sur plusieurs semaines ont plutôt été observées au niveau du pôle sud (Griffith et al., 2005; Porco et al., 2005; Hueso and Sanchez-Lavega, 2006; Roe et al., 2005) et du pôle nord (Griffith et al., 2006).



**Figure 4.9** – *Brume sur Titan observée par Cassini. A droite : halo de Titan (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA07774>). A gauche : la couche détachée présente une multitude de couches. Ces couches s'étendent sur une centaine de kilomètres. Ici dans l'UV (Porco et al., 2005).*

**La brume.** Cassini a également révélé des variations de l'altitude de la couche détachée (Porco et al., 2005), en l'observant vers 500 km (durant le solstice d'hiver nord), alors que Voyager 1 l'avait observée vers 350 km une saison plus tard (durant l'équinoxe de printemps nord). L'origine exacte de ces variations est encore une question ouverte : est-ce lié aux variations saisonnières ou à d'autres paramètres (cycle de la magnétosphère de Saturne, etc.) ?

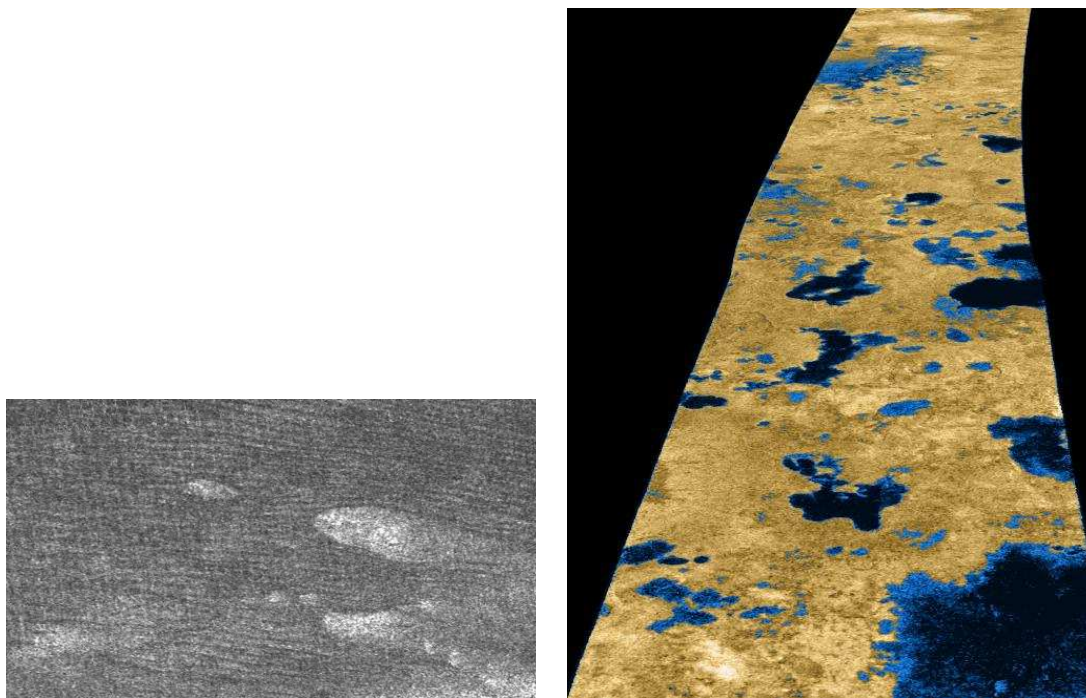
De nombreuses sous-couches ont été observées au sein de cette couche détachée (cf. Fig. 4.9.b) (Porco et al., 2005).



**Les précipitations.** L'instrument RADAR de Cassini a également fourni des contraintes sur des précipitations de méthane observées au pôle d'hiver nord (Lorentz et al., 2008) : le taux de précipitations a été estimé à  $\sim 10$  cm/ans de méthane condensé, fournissant ainsi des indications sur l'accumulation de méthane à la surface au niveau du pôle d'hiver.

#### IV) La surface

Cassini/ISS a relevé des structures dans les images d'albédo de surface, faisant penser à des structures éoliennes, comme des dunes modelées par le vent (cf. Fig. 4.10.a), des structures tectoniques et fluviales Porco et al. (2005); Griffith et al. (2006)(cf. Figs. 4.6 de la section 4.3.1). Des structures circulaires ont également été observées, correspondant probablement à des impacts météoritiques. La variété des caractéristiques du paysage titanesque montre que des modifications importantes de la surface ont du se produire durant l'histoire de Titan.



**Figure 4.10** – *A gauche : dunes observées sur Titan avec des structures éoliennes (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA03567>). A droite : lacs sur Titan observés par le RADAR de Cassini (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA09102>).*

Le RADAR de Cassini a effectué une cartographie de la surface de Titan (Elachi et al., 2005; Elachi et al., 2006a). Ces images indiquent une grande variété de structures géologiques : des constructions en dôme de type volcanique, des structures géologiques (Lopes et al., 2006), des réseaux fluviaux (Lorentz et al., 2008), des dunes avec des stries (Radebaugh et al., 2008; Elachi et al., 2006b), des montagnes (Radebaugh et al., 2007), etc. La surface semble jeune avec peu de cratères d'impact (Lorenz, 2007). Les propriétés diélectriques et de réflectivité indiquent une surface de glace poreuse ou organique. D'autres



structures associées à une grande température de brillance suggèrent la présence d'hydrocarbures gelés ou liquides.

De nombreuses structures de très petites échelles ont également été observées par cet instrument de Cassini. A l'aide d'un modèle de surface, Zebker et al. (2008); Stofan et al. (2006) ont suggéré que des processus proches du cryovolcanisme terrestre pouvait être une origine possible de ces petites structures. Les variations dans l'intensité sont interprétées comme des variations de l'épaisseur causées par des fractures ou de l'érosion de la couche de glace présente à la surface. Ces processus de cryovolcanisme, la présence de réseaux fluviaux et l'activité tectonique pourraient être liés.

L'instrument Cassini/VIMS a, quant à lui, observé la région équatoriale de Titan, qui est principalement recouverte de paysages faisant penser à des déserts de sable avec des dunes, principalement composées de matériaux organiques (Barnes et al., 2007). Rodriguez et al. (2006) décrit le paysage du site d'atterrissage de Huygens observé par l'instrument Cassini/VIMS.

La composition de la surface a été étudiée par VIMS (McCord et al., 2006). Il est possible que de l'eau gelée ou du CO<sub>2</sub> gelé couvre une bonne partie de la surface.

Les caractéristiques du paysage titanien (dunes, structures, montagnes, etc.) sont importantes à mentionner car elles peuvent également donner des informations sur les vents ou les ondes.

**Volcanisme.** Etant donné que le méthane a une durée de vie relativement courte, d'une dizaine de millions d'années, la question de son renouvellement dans l'atmosphère a été soulevée. Il est possible que du cryovolcanisme induit par les marées gravitationnelles exercées par Saturne sur Titan puisse être une source de méthane. Un tel mécanisme se serait produit épisodiquement, pas plus de 3 fois dans l'histoire de Titan (Tobie et al., 2006; Sotin et al., 2005). Les observations récentes de Cassini/VIMS et de Cassini/RADAR viennent corroborer cette thèse (Le Mouélic et al., 2008; Lopes et al., 2007b,a), mais la (ou les) sources exactes de méthane sont encore inconnues à ce jour.

L'activité volcanique de la surface a été étudiée par Cassini/VIMS (Nelson et al., 2008) et par le RADAR de Cassini. Les émissions de CO du côté nuit pourraient être des indicateurs d'une activité volcanique (Baines et al., 2006).

**Lacs.** Des lacs de méthane liquide dans l'hémisphère nord ont été observés sur Titan (Stofan et al., 2007) par le RADAR de Cassini et par Cassini/ISS (Turtle et al., 2008) (cf. Fig. 4.10.b).

**Cycle du méthane ?** Les conditions de pression et de température de l'atmosphère de Titan se situent à peu près au niveau du point triple du méthane, permettant d'envisager la présence de méthane liquide (lacs, nuages, pluies) sur Titan.

Les observations de Cassini ont révélé la présence d'hydrocarbures liquides (Marouf et al., 2006), de possible pluies de méthane (Lorentz et al., 2008; Tomasko et al., 2005; Tokano et al., 2006) et très probablement la présence de lacs (Stofan et al., 2007; Turtle et al., 2008), suggérant un cycle du méthane par analogie avec le cycle de l'eau terrestre.

Les lacs seraient alors remplis suite à des pluies et/ou par interaction avec un océan liquide de méthane sous la surface.

**Sous la surface ?** La question d'un océan de méthane ou d'eau sous une couche de surface de glace a été posée par Rappaport et al. (2008), dans le cadre des observations de Cassini, et en particulier des mesures de gravité.

## V) Les résultats du spectromètre infrarouge CIRS/Cassini

Les données CIRS ont été utilisées pour déduire les cartes de température et d'abondances (latitude-altitude) (Coustenis et al., 2007b; Teanby et al., 2006), ainsi que les profils verticaux de température et d'abondances avec une résolution verticale d'environ 30 km (de l'ordre de l'échelle de pression dans la stratosphère de Titan) (Vinatier et al., 2007; Teanby et al., 2007b). La manière d'obtenir les profils verticaux des abondances est bien détaillée dans la thèse de Vinatier (2007).

Un point crucial de l'instrument CIRS vient du fait qu'il a fourni des spectres pendant la plupart des survols de Cassini (environ 1 par mois) et donne ainsi une couverture correcte sur presque toutes les latitudes.

Etant donné que la mission Cassini va probablement se poursuivre jusqu'en 2010, une étude systématique de la stratosphère va être possible et CIRS pourra caractériser les variations saisonnières des abondances et de la température. Pendant ma thèse, j'ai initié un tel travail, qui a abouti à la publication d'un article (cf. sections 4.6 et 4.7). L'équipe CIRS a également publié un travail sur la caractérisation des variations globales et temporelles des abondances (Teanby et al., 2007a).

Les données CIRS fournissent des informations importantes sur les contrastes latitudinaux et verticaux, et l'enrichissement des espèces chimiques dans la région du pôle d'hiver (pôle nord). En utilisant des modèles, elles donnent également des informations sur la dynamique. En regard des observations plus anciennes faites par Voyager 1 ou depuis la Terre, elles apportent aussi des contraintes sur les variations saisonnières de la dynamique et de la composition chimique stratosphérique. C'est ce qui a motivé le travail exposé dans les sections 4.6 et 4.7.

Pour les comparaisons avec le 2D-CM (cf. section 4.7), nous avons utilisé les profils verticaux obtenus à 58°S, 67°N, 82°N (Teanby et al., 2007b, , à haute résolution spectrale, 0.5 cm<sup>-1</sup>), à 15°S (Teanby et al., 2007b; Vinatier et al., 2007), et à 80°N (Vinatier et al., 2007). Pour l'étude des profils latitudinaux, nous avons utilisé les résultats de (Flasar et al., 2005; Coustenis et al., 2007b; Teanby et al., 2006). Pour l'étude des cartes globales de nitriles (latitude-altitude), les cartes de (Teanby et al., 2007a) ont permis des comparaisons intéressantes avec le modèle.

## 4.4 Modélisation numérique de l'atmosphère de Titan

### 4.4.1 Modèles chimiques et microphysiques

Le premier modèle de photochimie du méthane à l'échelle planétaire a été développé pour l'atmosphère de Jupiter (Strobel, 1973), et un an plus tard, adapté afin de simuler

l'atmosphère de Titan (Strobel, 1974). A cette époque, les observations de Titan avaient mis en évidence la présence de méthane, d'hydrogène, d'acétylène et d'éthane. Par conséquent, ce premier modèle à une dimension a tenté d'expliquer la formation d'hydrocarbures simples à partir d'une atmosphère de méthane et d'hydrogène.

Un modèle à une dimension, plus réaliste, incluant la photochimie des hydrocarbures et des composés azotés, a ensuite été développé par Yung et al. (1984) afin d'expliquer les profils verticaux de tous les composés minoritaires détectés par Voyager. Ce modèle a permis de retrouver pour quelques composés les rapports de mélange sur la colonne observée par Voyager à l'exception de  $C_2H_4$ ,  $C_4H_2$ ,  $C_3H_8$  et  $C_3H_5$ .

Depuis cette date, de nouvelles analyses venant de Voyager et d'autres faites depuis la Terre (optique adaptative, interférométrie), ont motivé l'élaboration d'autres modèles unidimensionnels comme ceux de Toubanc et al. (1995), Lara et al. (1996) et Lara et al. (1999) cherchant tous à obtenir une meilleure description de la composition chimique de l'atmosphère de Titan et de sa photochimie très active. Pendant longtemps ces modèles étaient limités à une dimension, permettant des études de variation de composition avec l'altitude, pour une latitude donnée. Des modèles plus spécifiques ont ensuite été développés sur la microphysique des brumes (Cabane et al., 1992; Rannou et al., 1995).

#### 4.4.2 Modèles de circulation de l'atmosphère de Titan

Un premier modèle de circulation avait été développé par Del Genio et al. (1993), dans un modèle très simplifié qui modélisait une atmosphère de type terrestre avec une faible vitesse de rotation ( $T \sim 16$  jours terrestres). Ce modèle simple permettait d'obtenir une superrotation correcte du type de celle observée sur Titan.

Parallèlement, la description de la dynamique dans le modèle Titan se développe dans les années 1990. Le modèle de circulation du LMD est adapté aux conditions de Titan (Hourdin et al., 1995) et prédit effectivement une forte superrotation sur Titan, qui est en bon accord avec les résultats de la mission Cassini-Huygens comme nous allons le développer dans la section 4.6.

Le modèle Titan développé par Hourdin et al. (1995) en 3D et adapté en 2D par Lebonnois et al. (2001); Luz and Hourdin (2003); Luz et al. (2003), est pour le moment un des rares modèles d'atmosphère en vigueur.

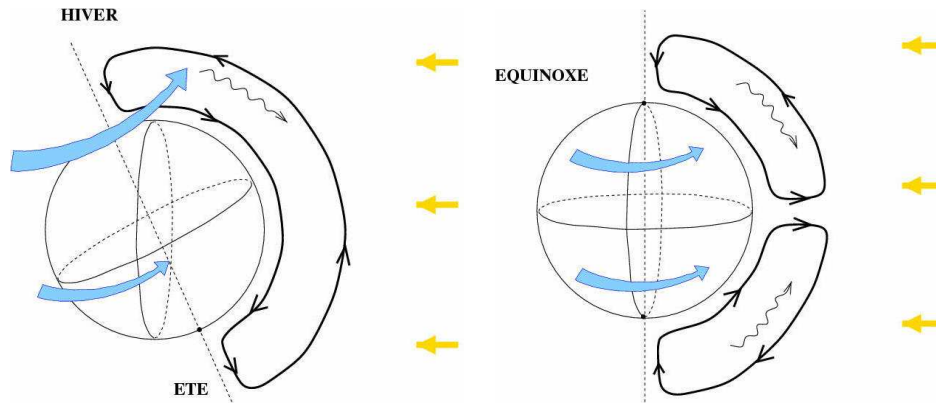
Le groupe de Caltech a commencé à développer un modèle Titan 3D (PWRF : "Planetary Weather Research and forecasting model"), basé sur le modèle terrestre méso-échelle WRF (Newman et al., 2005a,b). Il est capable de faire des zooms à plus haute résolution spatiale sur les régions qu'on veut, afin d'étudier des structures plus fines sans pour autant retarder de trop le modèle. Le modèle reproduit bien la superrotation et la structure thermique. Ce groupe a également cherché à modéliser les nuages de méthane et leurs variations saisonnières (Newman et al., 2006).

#### 4.4.3 Résultats modèle/observations avant et en préparation de la mission Cassini

Le modèle de Hourdin et al. (1995), adapté par Lebonnois et al. (2001); Luz and Hourdin (2003); Luz et al. (2003), a été utilisé pour faire les premières études de l'atmosphère de Titan. Il a permis d'interpréter les grandes tendances obtenues à partir des observations

de Voyager 1 (équinoxe de printemps nord), et en particulier d'interpréter la distribution des brumes et des profils latitudinaux des composés chimiques : l'enrichissement observé dans les régions polaires d'hiver pour la plupart des espèces chimiques et de la brume est attribué à l'advection vers le bas des espèces chimiques dans la branche descendante de la circulation méridienne (Lebonnois et al., 2001; Rannou et al., 2002). Les contrastes latitudinaux de la structure thermique et les vents zonaux étaient également en bon accord avec les observations faites avant la mission Cassini (Rannou et al., 2004; Hourdin et al., 2004), montrant une forte interdépendance entre la dynamique, la distribution de la brume et le transfert radiatif.

#### A) Modélisation stratosphérique

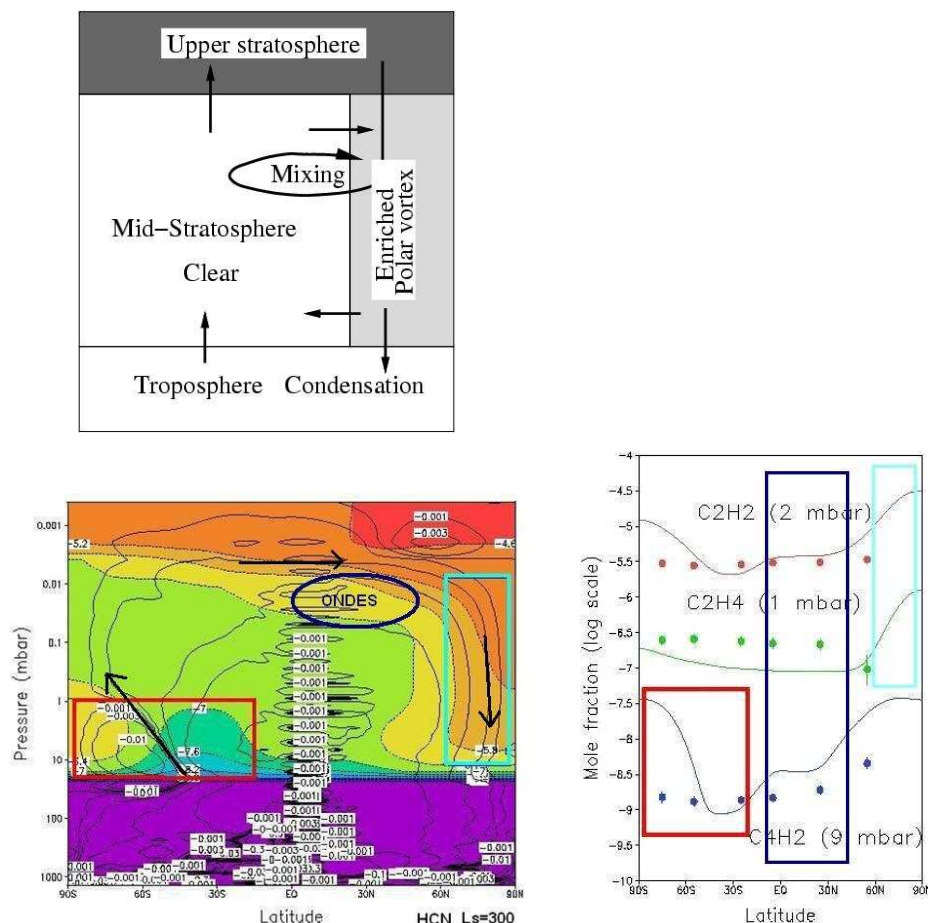


**Figure 4.11** – Variations saisonnières de la circulation méridienne sur Titan. A gauche : pendant le solstice d'hiver nord. A droite : pendant l'équinoxe. Les flèches bleues représentent les vents zonaux, avec les jets marqués dans l'hémisphère d'hiver vers  $60^\circ$  au solstice. Ce jet persiste durant l'équinoxe et c'est seulement en moyenne annuelle que les vents zonaux sont symétriques. Les flèches ondulées représentent les ondes barotropes qui se développent sur le versant équatorial du jet hivernal (Hourdin, 2005).

Les saisons sont très marquées sur Titan : autour des solstices, la circulation méridienne est dominée par une seule cellule de Hadley, qui s'étend de pôle à pôle avec une branche ascendante située dans les latitudes d'été ; autour des équinoxes, la branche ascendante se déplace de l'hémisphère d'été vers l'équateur pour former deux cellules de Hadley. Il en résulte la production d'un jet intense, similaire au jet stream sur Terre, au niveau des branches descendantes aux hautes latitudes d'hiver (vers  $60^\circ$ ), en accord avec les observations (Hourdin et al., 1995).

Des ondes barotropes se développent sur le versant équatorial du jet hivernal. En moyenne sur l'année, ces ondes transportent le moment cinétique vers l'équateur dans la branche haute de la cellule de Hadley (cf. Fig. 4.11 et voir aussi section 2.6.1).

## B) Transport des espèces chimiques



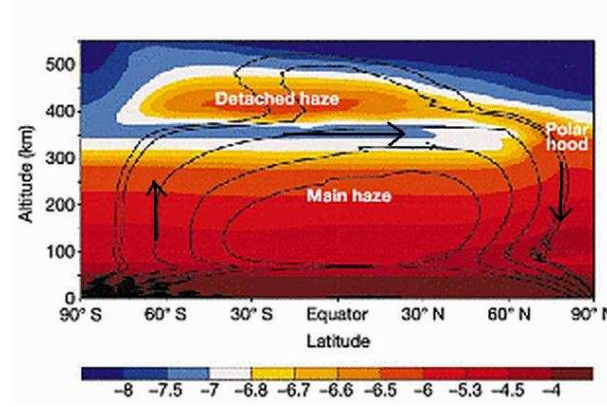
**Figure 4.12** – En haut : illustration du couplage entre chimie et dynamique sur Titan (Hourdin et al., 2004). En bas à gauche : carte méridienne (latitude-altitude) d'abondance de HCN dans le modèle à l'époque de Cassini ( $L_s = 300^\circ$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ ). En bas à droite : profils latitudinaux d'abondances de certains composés aux altitudes correspondants aux maxima des fonctions de poids pour ( $L_s = 300^\circ$ ). Le carré turquoise signale l'enrichissement polaire d'hiver; le carré rouge, la cellule méridienne secondaire qui induit un enrichissement résiduel au pôle d'été; le carré bleu foncé, le mélange latitudinal par les ondes (Crespin et al., 2006b).

Les espèces chimiques sont formées dans la haute atmosphère (au-dessus de 400 km), et sont transportées vers le bas au niveau du pôle d'hiver. Aux températures très froides de la tropopause ( $\sim 70 \text{ K}$ ), les espèces chimiques condensent et l'air qui remonte de la tropopause au niveau de la branche ascendante de la cellule de Hadley dans l'hémisphère d'été est alors appauvri en espèces chimiques. Ceci est illustré sur la Figure 4.12), qui a été réactualisée pour l'époque de Cassini (Hourdin et al., 1995; Crespin et al., 2005; Crespin et al., 2006b,a) et que je présente tout de suite étant donné que cette période va constituer le coeur du travail à venir.

Les contrastes latitudinaux de composition sont contrôlés par la dynamique : transport vertical qui tend à les renforcer et mélange horizontal par les ondes barotropes qui tend à

les réduire, et par la condensation (cf. Fig. 4.12.c) (Hourdin et al., 1995).

### C) Couplage entre dynamique et microphysique des brumes

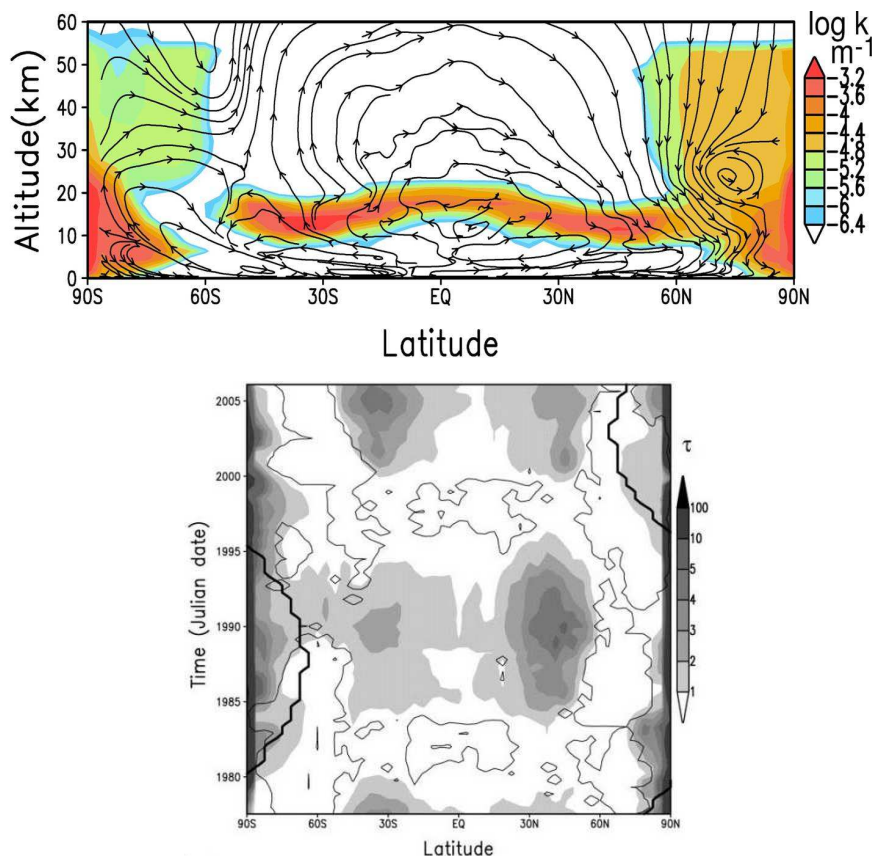


**Figure 4.13** – Distribution de la brume sur Titan à l'époque de Voyager ( $L_s=9^\circ$ ) dans le modèle (Rannou et al., 2002).

La distribution de la brume a été modélisée et étudiée par Rannou et al. (2002, 2004). La couche détachée observée au-dessus de 300 km est associée à une zone de production des aérosols et la couche principale, qui s'étend de la surface jusqu'à 300 km environ est une zone de transport des aérosols par la circulation (? , cf. Fig. 4.13)

Le couplage entre la dynamique et la microphysique des brumes induit un renforcement du refroidissement radiatif infrarouge dans la nuit polaire nord à l'époque de Voyager, étant donné que l'absorption visible ne compense plus le refroidissement IR au pôle sud. Ces modifications renforcent les contrastes latitudinaux de température dans la stratosphère : les hautes latitudes de l'hémisphère nord sont plus froides à l'époque de Voyager (cf. Fig. 4.2 de la section 4.2.3). Cette asymétrie nord-sud qui a été observée par Voyager est donc correctement reproduite dans le modèle couplé (cf. Fig. 4.13 de la section 4.2.5). Les changements de contrastes thermiques génèrent un renforcement de la circulation, avec un jet plus fort aux hautes latitudes d'hiver (Hourdin et al., 2004; Rannou et al., 2004), en meilleur accord avec l'observation d'occultation de l'étoile 28 Stgr (Hubbard et al., 1993; Hourdin et al., 2004, ,  $L_s=128^\circ$ , cf. Fig. 4.5 de la section 4.2.6).

## D) Distribution des nuages



**Figure 4.14** – En haut : distribution modélisée de l'opacité des nuages sur Titan pendant le solstice d'hiver nord (époque de Cassini). En bas : carte d'opacité des nuages intégrée sur la verticale à 50 km, en fonction de la latitude et du temps. Le trait noir représente les bords de la nuit polaire. L'époque de Cassini se situe autour de 2005 et celle de Voyager, autour de 1980. Les nuages situés au centre de la figure sont situés à  $40^\circ$  de latitude nord et sud (Montmessin et al., 2002, 2004).

Depuis 2002, un modèle de nuages dans la troposphère a été introduit dans le 2D-CM Titan, afin de prédire les mécanismes de formation et les zones géographiques concernées. Ce travail a été mené par (Montmessin et al., 2002, 2004; Cresspin et al., 2006b). Un certain nombre de paramètres libres sont fixés pour reproduire les observations : l'humidité au sol est fixé pour avoir 5% de méthane à la surface, et le flux d'éthane au sommet est fixé pour reproduire les rapports de mélange observés.

La Figure 4.14.a représente l'opacité des nuages obtenue dans le modèle. L'émission de méthane se fait uniformément à la surface de Titan dans le modèle. Le méthane émis est entraîné par la circulation méridienne moyenne au niveau de la branche ascendante dans l'hémisphère d'été. Il se refroidit à mesure qu'il monte et se condense lorsqu'il atteint la saturation, formant ainsi des nuages de méthane, plutôt localisés aux basses latitudes. Quelques nuages de méthane se forment également dans la branche descendante, au niveau des pôles, à basse altitude (vers 10-20 km), peut-être en raison de la présence de la cellule

secondaire dans le modèle.

L'éthane provient, lui, de la mésosphère où il est formé par photodissociation. Il est entraîné par mélange au niveau de la branche descendante de la cellule méridienne, ce qui induit un fort enrichissement au pôle d'hiver. L'enrichissement en éthane au pôle d'été est probablement dû à la cellule secondaire dans le modèle. L'éthane condense à la tropopause (vers 60 km) et forme ses grandes zones de nuages diffus au niveau des pôles, qui persistent toute l'année.

La carte d'opacité des nuages en fonction du temps présentée sur la Figure 4.14.b, donne une contrainte temporelle sur l'apparition des nuages : les nuages d'éthane sont toujours présents aux pôles et les nuages de méthane sont maximum aux solstices vers 40° dans l'hémisphère d'été (pour l'époque Cassini, dans l'hémisphère sud).

#### 4.4.4 Caractéristiques de la simulation Titan utilisée

C'est sur cette base de travail que s'est inscrit mon travail, dans la continuité de ce qui avait été fait jusque là. La nouveauté du travail porte sur la comparaison du modèle avec les observations récentes de la mission Cassini-Huygens, permettant ainsi une meilleure compréhension des mécanismes dynamiques présents dans la stratosphère de Titan.

La description générale du modèle Titan a été donnée dans la section 3.2.4. La simulation de référence qui a été utilisée pour ce travail (cf. sections 4.6 et 4.7), a tourné pendant 10 ans Titan, jusqu'à obtenir un cycle saisonnier stabilisé pour toutes les variables (cf. section 3.6.1). Cette simulation de référence est accessible sur le web :

<http://www.lmd.jussieu.fr/titanDbase> (Rannou et al., 2005).

Cette simulation qui sert de base pour les études qui ont été menées est appelée "simulation de référence".



## 4.5 Tests de sensibilité sur le modèle Titan

### 4.5.1 Les paramètres qui influent sur la structure des vents

**Diffusion horizontale.** Dans le 2D-CM Titan, la paramétrisation du transport horizontal de moment cinétique par les ondes a été introduite dans le modèle 2D pour représenter les effets des ondes présentes dans le modèle 3D (cf. section 3.2.4). Il existe donc peu de marge de manoeuvre pour le réglage de cette paramétrisation, d'autant que la constante de temps de diffusion est calculée de manière interactive dans le modèle. Cependant, cette paramétrisation n'est pas parfaite et ne remplace pas un modèle 3D, dans la mesure où tous les effets non-axisymétriques ne sont pas représentés dans cette paramétrisation (effets non-axisymétriques autres que les ondes, comme de la turbulence).

**La hauteur de production des aérosols.** L'étude des effets de la hauteur de production des aérosols sur la structure thermique et donc sur les vents est détaillée dans la section 4.6.4.

### 4.5.2 Les paramètres qui influent sur les distributions des composés chimiques

**Diffusion horizontale.**

Dans le modèle Titan, la paramétrisation en longueur de mélange du transport horizontal des traceurs par les ondes a ses limites et peut se voir améliorée, ne serait ce que par un modèle 3D (cf. section 3.2.4). Le coefficient de diffusion horizontale des traceurs par les ondes dépend de l'intensité de l'instabilité et dépend donc de l'altitude et de la latitude dans le modèle où ces instabilités apparaissent ( $K_h \sim \frac{\|v'q'\|a}{q}$ , cf. section 3.2.4). Cette paramétrisation contrôle les distributions latitudinales des composés et les gradients verticaux des composés dans le sens où le transport horizontal des traceurs par les ondes varie avec l'altitude.

Cependant, dans le modèle actuel 2D, cette paramétrisation est bien contrainte et la seule amélioration possible serait un passage au 3D, qui n'a pas fait l'objet de cette thèse.

**Flux au sommet.**

Les abondances moyennes des composés sont également sensibles au réglage des flux des composés au sommet, au-delà de 550 km (cf. section 3.6.3) et ceux-ci sont assez mal contraints dans la version photochimique 2D du modèle (Lebonnois et al., 2001) en raison des processus physiques intervenant dans la production des espèces chimiques au-delà de la limite supérieure du modèle et qui ne sont pas représentés dans le modèle.

L'effet est important sur  $C_2H_6$  et HCN, qui sont produits dans la haute atmosphère (Crespin et al., 2005).

**Profils de photons UV.**

L'impact des profils de photons a été testé et influe sur la distribution des composés comme on peut s'y attendre. En effet, le moteur de la photochimie très riche qui a lieu dans l'atmosphère de Titan est le flux UV reçu du Soleil. Dans une simulation, on a testé l'impact des profils de photons UV (150-310 nm) sur les différents composés traces de l'atmosphère. Pour cela, un autre profil d'opacité d'aérosols est utilisé qui est issu du modèle de Rannou

et al. (2004) (dépend de l'altitude), plutôt que celui issu d'un modèle microphysique à une dimension (Crespin et al., 2005).

### Variations du flux solaire.

Des tests ont été faits pour évaluer si les variations du flux solaire avaient un impact sur les distributions des composés chimiques, et il s'avère que les abondances des composés sont peu sensibles aux variations du flux UV (Crespin et al., 2005).

### Influence des aérosols.

#### A) Perte chimique supplémentaire pour les composés

Lebonnois et al. (2002) ont développé une paramétrisation dans laquelle les aérosols (polyacétylènes, PAHs, etc.) se forment principalement à partir de  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{HCN}$ . La version photochimique 2D du modèle révèle des profils de  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{HCN}$  qui sont très peu influencés si on introduit cette paramétrisation comme une perte chimique supplémentaire dans le modèle photochimique, alors que  $\text{HC}_3\text{N}$  se montre très sensible. Une simulation a été effectuée pour étudier plus en détails l'impact de cette perte chimique supplémentaire dans le cadre du modèle 2D. L'impact se fait sur la distribution de certains composés, mais également sur le taux de production des aérosols par photochimie (cf. section 4.5.3) (Crespin et al., 2005).

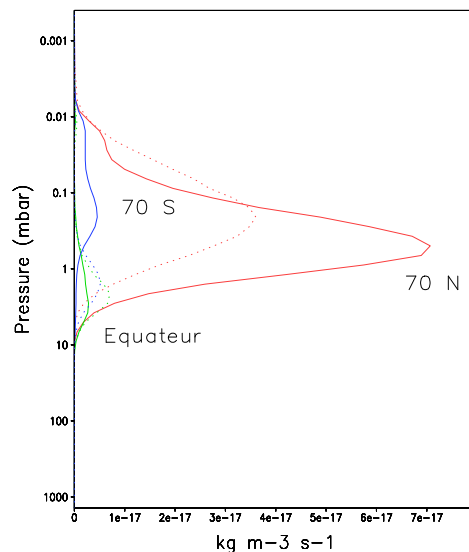
- L'impact majeur de cette simulation intervient au niveau des profils de  $\text{HC}_3\text{N}$  marqués par un puits très clair de ce composé dans une zone centrée sur 1 mbar entre  $50^\circ\text{N}$  et  $50^\circ\text{S}$  de latitude pour  $\text{Ls}=9^\circ$  et entre  $15^\circ\text{S}$  et  $30^\circ\text{N}$  pour  $\text{Ls}=300^\circ$ . Le mélange qui a lieu au coeur de la cellule de Hadley dans la stratosphère est trop faible pour compenser cette perte supplémentaire. Il a été nécessaire d'adapter la paramétrisation pour que la perte d' $\text{HC}_3\text{N}$  ne rende pas la résolution du système chimique instable.

Cette zone correspond à un taux de production des aérosols par photochimie qui "pique" vers 1 mbar (cf. Fig. 4.15). Ce taux de production est plus élevé à l'époque de Cassini qu'à celle de Voyager à une altitude donnée.

- D'autres composés ont été influencés par l'introduction de cette perte photochimique supplémentaire, comme principalement  $\text{C}_4\text{H}_2$  et de manière secondaire  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}_4$ , qui sont légèrement sous estimés par rapport à la simulation de référence.

#### B) Hauteur de production des aérosols

Le taux de production d'aérosols par photochimie obtenu dans le modèle de photochimie ne permet pas de retrouver la couche détachée qui a été observée par Voyager à 350 km et par Cassini à 500 km et c'est principalement pour cette raison que le modèle microphysique de Rannou et al. (2004) est découplé du modèle photochimique. Nous avons étudié précédemment l'influence indirecte des aérosols sur la chimie dans le modèle de photochimie (cf. section précédente 4.5.2.A). Dans le modèle microphysique, la production des aérosols est imposée par une production des aérosols, pour laquelle on fixe la hauteur. Nous



**Figure 4.15** – *Profils verticaux du taux de production en masse des aérosols par photochimie dans la simulation avec une perte chimique supplémentaire pour les composés ( $\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) pour différentes latitudes :  $70^\circ \text{N}$  (rouge),  $70^\circ \text{S}$  (bleu), équateur (vert) pour  $L_s=9^\circ$  (ligne continue) et  $L_s=300^\circ$  (ligne discontinue).*

avons donc évalué les effets de l'atititude de la couche d'aérosols imposée dans le modèle microphysique sur la chimie (Crespin et al., 2005).

Si on augmente la fonction de production des aérosols au sommet du modèle, pour tester son impact sur les distributions des composés chimiques, on trouve que le gradient vertical de l'ensemble des composés traces diminue par rapport à la simulation de référence, assurant une meilleur adéquation avec les données de Cassini au-dessus de 0.5 mbar pour  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ .

### 4.5.3 Les paramètres qui influent sur la distribution des aérosols

#### A) Perte photochimique supplémentaire dans les composés

Le modèle photochimique utilisé par le code décrit les différentes réactions produisant des polymères (chaîne carbonnée de plus d'une quarantaine de carbone) à partir de radicaux tels que  $\text{C}_4\text{H}_3$ ,  $\text{C}_6\text{H}_5$ ,  $\text{C}_2\text{H}$ .

Le taux de production d'aérosols produit par la paramétrisation des sources photochimiques est trop bas en moyenne dans le modèle : il pique entre 0.1 et 1 mbar aux pôles où il est le plus important et plafonne entre 1 et 5 mbar pour les autres latitudes (cf. Fig. 4.15). Or, cette description du taux de production fournie par le modèle photochimique ne correspond pas à celle à laquelle on s'attend si on considère que la zone de production se fait dans la couche détachée qui est observée bien plus haut vers 400 km en moyenne. En réalité, la hauteur de cette couche détachée varie avec la saison : de 0.05 mbar (350 km) à l'époque de Voyager à 0.001 mbar (500 km) à l'époque de Cassini. Dans la simulation qui suit (cf. section 4.5.3.B), nous avons donc cherché les facteurs qui peuvent améliorer cette modélisation.

En prenant en compte la paramétrisation des aérosols comme une perte chimique sup-

plémentaire pour les composés, on constate que la production des PAHs fait apparaître un pic secondaire dont le taux de production avoisine  $5 \cdot 10^{-19} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  (pour  $L_s=300^\circ$  à  $15^\circ\text{S}$ ) vers 400 km (0.01 mbar) au niveau de la couche détachée observée en moyenne par Voyager et Cassini. Ce pic secondaire reste cependant inférieur d'un facteur 40 par rapport au pic principal (cf. Fig. 4.15). Le taux de production par photochimie est amplifié de 97% à l'équateur dans le pic situé dans la couche principale lors du passage de Voyager à Cassini alors qu'il n'est amplifié que de 60% dans le pic secondaire. La production photochimique des aérosols dépend donc en partie des distributions chimiques.

Dans cette simulation, le pic secondaire est beaucoup moins marqué à l'époque de Cassini qu'à celle de Voyager pour toutes les latitudes et disparaît complètement au pôle sud à l'époque de Cassini (cf. Fig. 4.15). On observe clairement un décalage du pic principal en altitude entre l'époque de Voyager et celle de Cassini, essentiellement aux hautes latitudes (4.5 mbar environ au pôle sud à l'époque de Cassini et 0.6 mbar au pôle sud à l'époque de Voyager). Quant au pic secondaire, il reste à la même altitude, autour de 400 km (0.01 mbar) permettant au pic principal de le "rejoindre" pour former une seule zone de production des aérosols à hautes latitudes (cf. Fig. 4.15).

- Quelques soient les périodes, le pic principal semble modéliser assez correctement la couche principale d'aérosols car il ne dépasse jamais 300 km environ (0.2 mbar) au niveau des pôles et ne descend pas en dessous de 100 km (10 mbar) vers l'équateur.
- Le pic secondaire est maximum à l'époque de Voyager au pôle nord vers 400 km comme l'avait observé Voyager mais avec une amplitude malheureusement trop faible par rapport au pic principal. A l'époque de Cassini, ce dernier ne se déplace pas vers 500 km comme prévu par les observations de Cassini.

Cette simulation reproduit bien la structure en deux couches de la distribution des aérosols observés par Cassini et Voyager, modulo la variation d'altitude de la couche détachée qui n'est pas modélisée d'une saison à l'autre, mais l'intensité du pic secondaire, bien qu'influencée par cette perte chimique supplémentaire, reste encore un peu faible.

Ces différents effets sur la production locale des aérosols résultent indirectement du rôle important que joue la dynamique dans les variations de composition mais également des effets saisonniers dûs aux modifications d'ensoleillement.

#### B) Taux de production photochimique des aérosols par $\text{C}_2\text{H}$ , $\text{C}_2$ et $\text{C}_6\text{H}_6$

Cette simulation constitue une tentative pour élever la zone de production des aérosols vers 400 km environ (moyenne entre Voyager et Cassini). Dans la simulation précédente, un pic secondaire était obtenu vers 400 km dans la paramétrisation utilisée mais restait plus faible que le pic principal, situé entre 200 et 300 km. Il s'agit donc d'essayer d'amplifier ce pic secondaire afin qu'il constitue la zone principale de production des aérosols. Ce pic secondaire est dû en partie aux réactions entre  $\text{C}_2\text{H}$  ou  $\text{C}_2$  et  $\text{C}_6\text{H}_6$ . Nous avons donc favorisé ces réactions en augmentant la constante de réaction par un facteur 10 (incertitude sur cette vitesse de réaction est grande).

Le taux de production par photochimie est amplifié d'un facteur 2 au niveau du pic principal vers 5 mbar ( $\sim 200$  km) à l'équateur pour les deux périodes de Cassini et Voyager et entre 40% et 70% au niveau du pic secondaire respectivement pour Voyager et Cassini. Ce résultat est très intéressant dans le sens où cette simulation montre la grande sensibilité de l'intensité de la zone de production des aérosols en altitude vis à vis de certaines réactions

chimiques.

## 4.6 Confrontation de la circulation moyenne modélisée (dynamique et structure thermique) avec les observations de la mission Cassini-Huygens

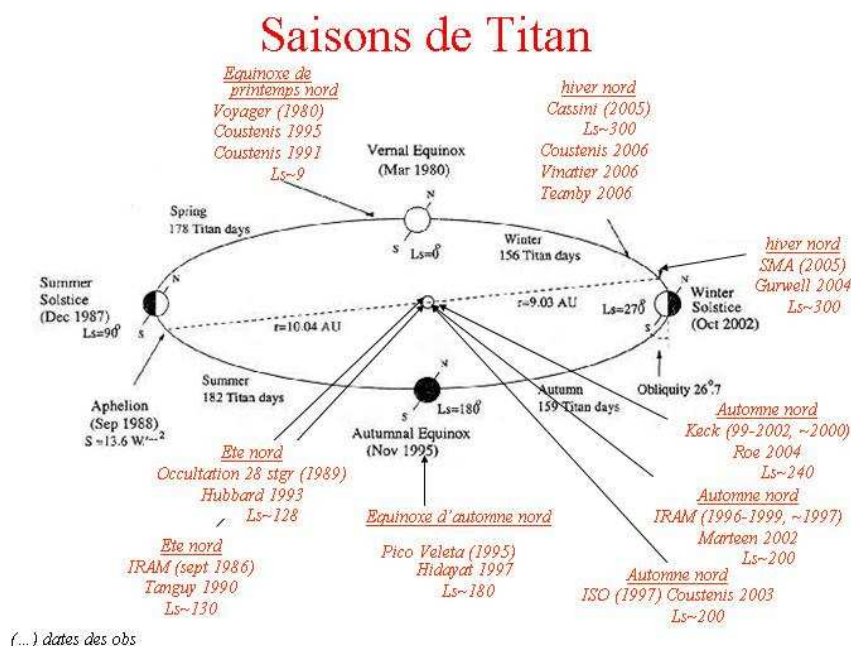


Figure 4.16 – Saisons des observations Titan.

### 4.6.1 Objectifs

La dynamique de la stratosphère de Titan est discutée dans cette étude, effectuée par comparaison entre les observations de l'instrument CIRS de la mission Cassini-Huygens, et les résultats du modèle 2D de circulation de Titan développé à l'Institut Pierre Simon Laplace, et disponible sur le site. La comparaison a pour objectifs à la fois d'évaluer les résultats du modèle et d'interpréter les observations en ce qui concerne : (1) les structures thermique et dynamique en utilisant les observations de température de Cassini/CIRS et le profil vertical du vent zonal obtenu par Huygens/DWE à l'endroit de l'atterrissage ; et (2) les profils verticaux et latitudinaux des composés chimiques stratosphériques déduits des données Cassini/CIRS.

Ce travail a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Icarus* par Crespín et al. (2008).

Pour faire ces comparaisons, nous nous sommes focalisés sur les résultats récents de Cassini pour la structure thermique et la composition. Pour valider les mécanismes dynamiques modélisés, nous avons utilisé les mesures de vents faites par Huygens lors de sa descente à 10°S (Bird et al., 2005). D'autres observations faites depuis la Terre sont également retenues pour cette étude, avec les observations du spectromètre à grandes longueurs

d'onde de l'Observatoire du Keck (Roe et al., 2004), celles de l'Institut d'Astronomie Radio et Millimétrique (IRAM) et les observations millimétriques de Pico Veleta (Tanguy et al., 1990; Hidayat et al., 1997; Marten et al., 2002). Nous avons également utilisé les observations faites depuis l'espace par des satellites en orbite autour de la Terre, comme celles de l'Observatoire Spatial Infrarouge (ISO) (Coustenis et al., 2003). Ces observations complètent bien les observations récentes de Cassini-Huygens et permet d'avoir une couverture temporelle assez large, s'étendant sur 1 année Titan : de Voyager 1 dans les années 1980 (équinoxe de printemps nord,  $L_s \sim 9^\circ$ ) à Cassini (solstice d'hiver nord,  $L_s \sim 300^\circ$ ). Avec le modèle 2D couplé, le but du papier est de comprendre comment les processus modélisés peuvent expliquer les principales caractéristiques observées. Si le modèle reproduit correctement les quelques caractéristiques de la distribution des brumes et de la structure thermique, nous utiliserons le modèle pour tester comment les composés chimiques se comportent sous de tels forçages dynamiques.

La section que nous présentons ici se consacre à l'étude de la structure thermique et à celle de la circulation moyenne (vents zonaux et méridiens). Dans la section suivante, nous faisons le lien entre les résultats de la section précédente et la composition stratosphérique, en insistant sur les tendances dynamiques qui peuvent être déduites des distributions chimiques.

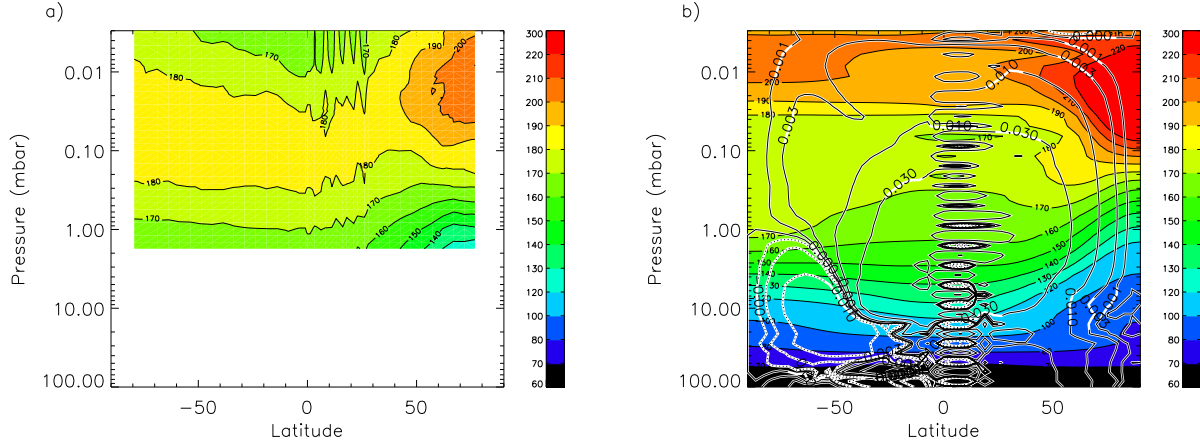
#### 4.6.2 Structure thermique

Les observations de la structure thermique pour différentes saisons et latitudes sont résumées dans la Table 4.2 et sur le schéma 4.16. La structure thermique modélisée dépend fortement de la distribution des aérosols dans le modèle. Dans le but de reproduire la distribution de la brume à l'époque des observations de Voyager 1, l'altitude de la production des aérosols avait été fixée à 0.01 mbar (environ 400 km d'altitude). Dans ces conditions, la distribution de la brume et la structure thermique de la stratosphère observées par Voyager 1 étaient bien reproduites par le modèle (Rannou et al., 2002, 2004).

Les nouvelles observations fournies par Cassini montrent une couche détachée à plus haute altitude, vers 500 km d'altitude (Porco et al., 2005), beaucoup plus haute que lors des observations de Voyager une saison plus tard (entre 300 et 350 km d'altitude). L'origine de ce changement n'est pas encore compris et ne peut pas être reproduit par le modèle, étant donné que la position de la couche détachée se situe près du sommet du modèle, au niveau de la "couche éponge" (cf. section 3.6). Dans cette couche, aucune étude physique rigoureuse ne peut-être menée. Cependant, l'impact de la modification de l'altitude de la source de production des aérosols sur la structure thermique, donc sur la dynamique, a été testée (cf. section 4.6.4).

#### I) Cartes altitude-latitude

La structure thermique modélisée présente des similarités avec les observations de Cassini/CIRS (Teanby et al., 2007b; Achterberg et al., 2007) (cf. Figs. 4.17). Des régions polaires d'été (au sud) jusqu'à environ  $30^\circ\text{N}$ , les variations latitudinales de température sont faibles. Par contre, la région polaire d'hiver nord montre clairement une diminution de la température à mesure qu'on monte vers les pôles dans la basse stratosphère et inversement une augmentation dans la stratosphère supérieure. La forte augmentation de la



**Figure 4.17** – *A gauche : Cartes méridiennes de température (latitude-altitude) de Teanby et al. (2007b) (K). A droite : carte méridienne de température correspondante modélisée avec le 2D-CM (K) (Cressin et al., 2008). Les contours de la fonction de courant sont également représentés ( $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , la ligne continue indique une rotation dans le sens des aiguilles d’une montre, la ligne discontinue le sens inverse). Remarquer que la troposphère ne figure pas dans les observations .*

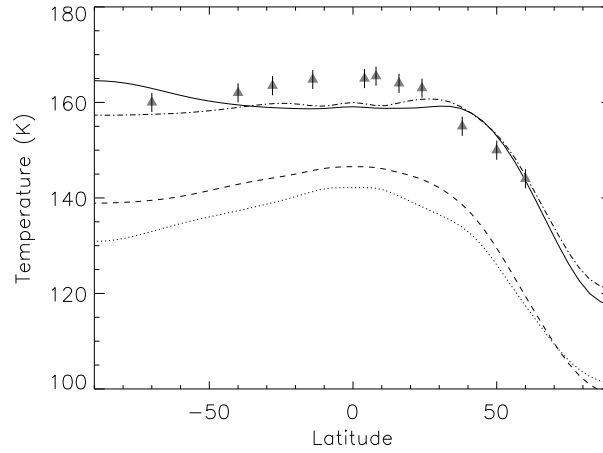
température à la stratopause (vers 0.01 mbar) est due au chauffage adiabatique dans la branche descendante de la circulation méridienne, alors que le minimum de température à basse altitude est essentiellement relié à l’augmentation du refroidissement radiatif causé par la forte opacité infrarouge des aérosols dans la région de la nuit polaire, qui n’est alors plus équilibrée par l’absorption directe du rayonnement solaire visible.

**Tableau 4.2** – Observations de la structure thermique et du vent zonal de Titan (Crespin et al., 2008).

Observations	Référence	Saisons (Ls, degrés)	Latitude (degrés)	Altitude domaine (km)	Pression domaine (mbar)
Structure thermique					
Voyager1/RSS (profil vertical)	Lindal et al. (1983)	9	6°N ingress and 8°S egress	0-200	
Voyager1/IRIS (profils latitudinaux)	Flasar and Conrath (1990) Coustenis and Bézard (1995)	9 9	(highS-highN) 53°S-70°N	180 ; 230 180 ; 230	1 ; 0.4 1 ; 0.4
Ground-based (profils verticaux)	Tanguy et al. (1990) Hidayat et al. (1997)	130 180	disk average disk average	0-550 0-600	1400-6.7 10 <sup>-4</sup> 1400-2.6 10 <sup>-4</sup>
Huygens/HASI (profil vertical)	Fulchignoni et al. (2005)	300	10°S	0-1400	1400-10 <sup>-8</sup>
Cassini/CIRS (carte méridienne)	Flasar et al. (2005) Teanby et al. (2007b)	300 300	80°S-60°N 80°S-85°N	100-250 140-500	10-0.2 3-0.002
(profils verticaux)	Achterberg et al. (2007)	300	90°S-85°N	120-450	5-0.005
	Coustenis et al. (2007b)	300	50°N-70°N nadir	~180-350	1-0.03
	Coustenis et al. (2007b)	300	60°S-35°N nadir	~120-320	5-0.06
	Vinatier et al. (2007)	300	15°S nadir et limbe, 80°N limbe	195-490, 170-495	0.8-0.002, 0.9-0.002
	Teanby et al. (2007b)	300	15°S, 82°N	140-500	3-0.002
Structure du vent zonal					
Cassini/CIRS (cartes méridiennes)	Flasar et al. (2005) Achterberg et al. (2007)	300 300	80°S-60°N 90°S-85°N	100-250 120-450	10-0.2 5-0.005
(profil vertical)	Bird et al. (2005)	300	10S	0-140	1400-3



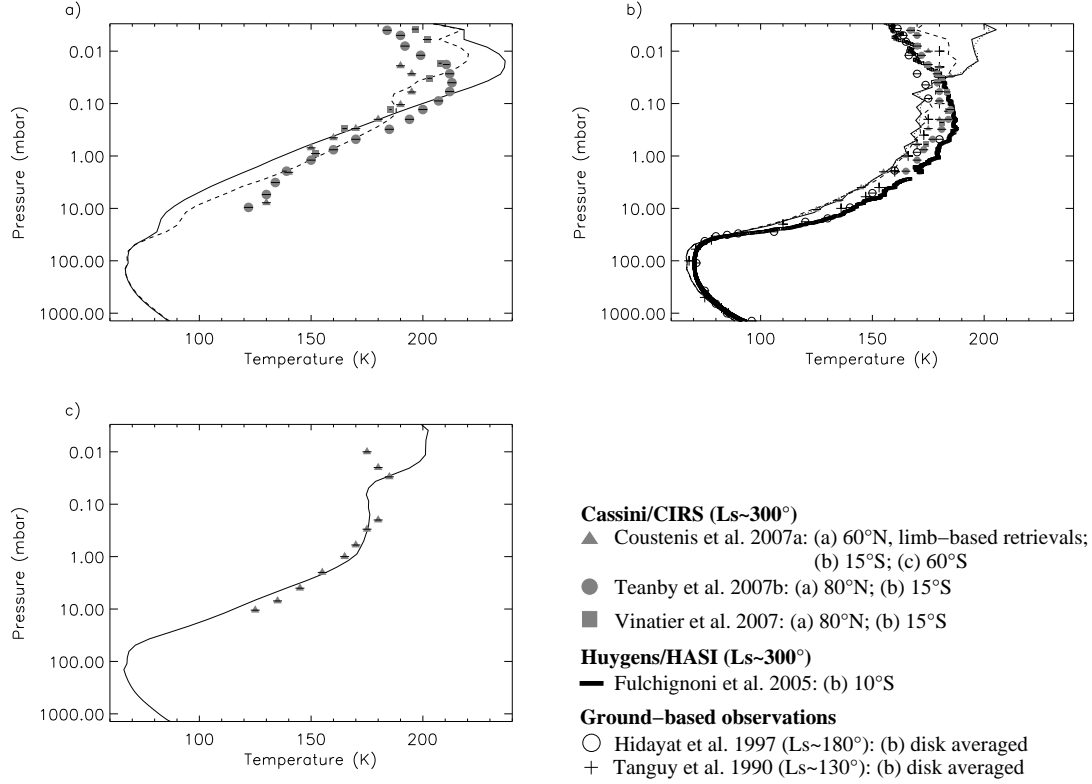
## II) Profils latitudinaux



**Figure 4.18** – Profils latitudinaux de température observé par Cassini/CIRS (triangles gris, de Flasar et al., 2005), comparés au 2D-CM à  $L_s \sim 300^\circ$  (ligne continue : 1.8 mbar ; ligne discontinue : 4 mbar). Les profils obtenus avec la simulation test (cf. section 4.6.4) sont également tracés (ligne pointillés-tirets : 1.8 mbar ; ligne en pointillé : 4 mbar) et seront discutés dans la section 4.6.4 (Crespin et al., 2008).

Les profils latitudinaux de température observés à l’époque de Voyager 1, à 0.4 et 1 mbar sont bien reproduits par le 2D-CM Titan (cf. Figure 14 de Rannou et al. (2004) représentée sur la Figure 4.18.b). Mais, pour l’époque de Cassini, certainement en lien avec l’altitude de la couche détachée, les structures thermique et dynamique sont modélisées à plus basses altitudes que dans les observations. Il y a une sorte de “tassement” des structures, due au fait que la couche détachée modélisée est trop basse par rapport aux observations de Cassini. En conséquence, le gradient latitudinal de température de l’hémisphère sud à une pression donnée (1.8 mbar) n’est pas en accord avec les observations, mais un gradient similaire est obtenu à plus basse altitude dans le modèle, comme on le montre sur la Figure 4.18 à 4 mbar. Par ces comparaisons, on montre ainsi que le profil vertical de l’extinction de la brume a un impact sur “l’extension verticale” de la structure thermique et par la même sur la dynamique.

## III) Profils verticaux

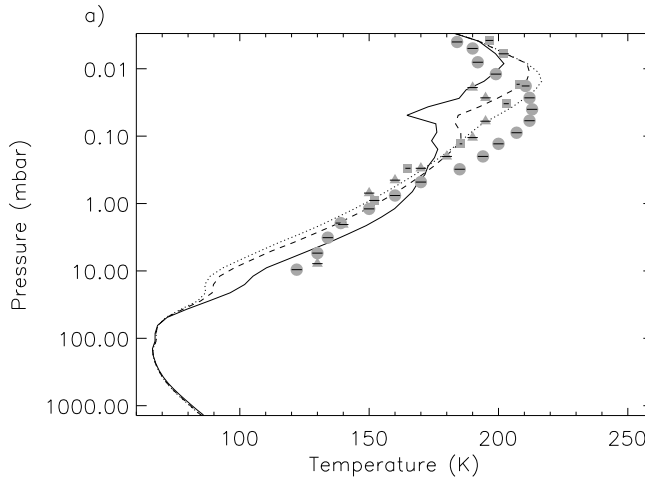


**Figure 4.19** – Profils verticaux de température (voir les légendes pour les références), comparé au 2D-CM. (a) : moyennes et hautes latitudes nord (hiver) : Cassini/CIRS (80°N, 60°N), avec les profils du 2D-CM pour Ls=300°, 80°N (ligne continue) et 60°N (ligne discontinue). (b) : tropiques et moyenne sur le disque : Huygens/HASI (10°S), Cassini/CIRS (15°S) et observations depuis la Terre, avec les profils du 2D-CM pour Ls=300°, équateur (ligne continue) et 15°S (ligne en pointillé), et Ls=180°, équateur (ligne discontinue). (c) : moyennes latitudes sud (hiver nord) : Cassini/CIRS (60°S), avec les profils du 2D-CM pour Ls=300°, 60°S (ligne continue) (Crespin et al., 2008).

La Figure 4.19 compare les profils verticaux de température du GCM avec l'ensemble des observations disponibles (outre celles de Voyager I, cf. section 4.18) : des observations faites depuis la Terre à l'équinoxe d'automne nord avec Hidayat et al. (1997) (Picot Veleta en 1995,  $L_s \sim 180^\circ$ ) et un peu avant, pendant l'été nord avec Tanguy et al. (1990) (IRAM en septembre 1986,  $L_s \sim 130^\circ$ ), ainsi que les observations plus récentes de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ) pendant le solstice d'hiver nord avec Coustenis et al. (2007b); Teanby et al. (2007a); Vinatier et al. (2007) et Huygens (Fulchignoni et al., 2005).

La température est systématiquement plus forte dans le modèle pour des pressions (altitudes) plus basses (hautes) que 0.05 mbar (320 km), et ne reproduit donc pas correctement la stratopause observée.

- Cela peut être dû au chauffage induit par l'absorption des ondes de petites longueurs d'onde dans la couche détachée, qui est observée plus haut que dans le modèle à cette saison. La même signature est probablement présente dans les données vers 500 km.
- Ce biais peut aussi être causé par d'autres aspects du modèle. Beaucoup d'autres effets ne sont pas pris en compte, et en particulier le couplage entre les distributions modélisées d'éthane ( $C_2H_6$ ) et d'acétylène ( $C_2H_2$ ) avec la structure thermique (le transfert radiatif), de même que l'effet de refroidissement de l'hydrogène cyanide (HCN). Ces effets sont discutés dans Lebonnois et al. (2003b) : en prenant en compte l'impact radiatif du HCN, ces auteurs montrent qu'une faible augmentation de l'abondance de ces composés chimiques dans la région supérieure du modèle induit un refroidissement pour les pressions inférieures à 0.1 mbar. En effet, une simulation test a été faite en parallèle de la simulation de référence, en couplant les distributions chimiques modélisées de  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et HCN (comme dans Lebonnois et al., 2003b) avec le calcul des taux de refroidissement. Cette simulation conduit à un refroidissement des températures de 20 K aux hautes latitudes d'hiver, et au-dessus de 0.1 mbar. Une stratopause apparaît clairement autour de 0.05 mbar aux hautes latitudes (cf. Fig. 4.20).

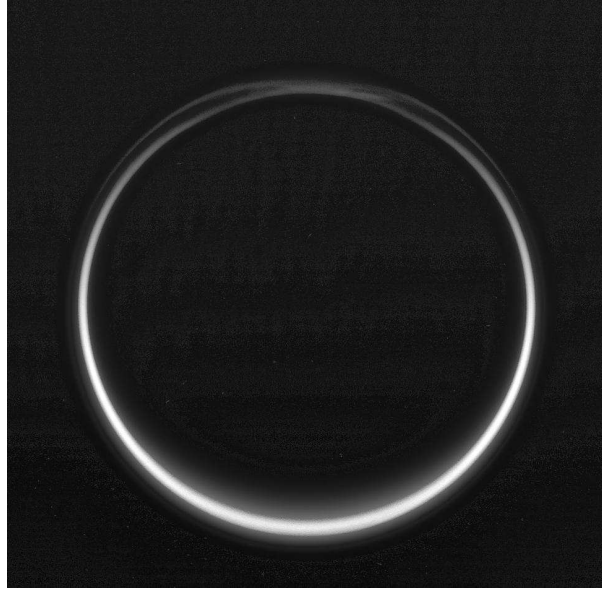


**Figure 4.20** – Mêmes profils verticaux de température que le Figure 4.19.a, avec la simulation test de couplage entre la chimie et le transfert radiatif (Crespin et al., 2008).

### A) Tropopause

A la tropopause, la température est légèrement sous-estimée dans les simulations. Dans cette région, le contrôle par la distribution des aérosols est fort, étant donné que l'opacité de la brume régule la partie du flux solaire qui atteint le sol. En plus, le transfert radiatif dans le domaine infrarouge est contrôlé par l'absorption induite par pression qui est difficile à modéliser précisément. On utilise le modèle de Courtin (1988) qui prend en compte l'absorption induite par collisions due à  $\text{CH}_4\text{-N}_2$  (Borysow and Tang, 1993; Samuelson et al., 1997), mais les coefficients nécessitent une remise à jour. Malgré tout, l'impact de la structure thermique de la troposphère est faible sur la circulation et la structure thermique de la stratosphère, région de l'atmosphère sur laquelle nous nous sommes le plus concentrés.

### B) Les régions polaires d'hiver



**Figure 4.21** – *Couche détachée sur Titan observée par Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ) (site : <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA06184>).*

- Les variations de la structure thermique induites au niveau de la zone de subsidence du pôle d'hiver (entre  $60^\circ\text{N}$  et  $80^\circ\text{N}$ ) sont fortement surestimées dans le modèle, quand on compare aux variations observées dans la mésosphère (cf. Fig. 4.19a), alors qu'à plus basses altitudes, l'inverse se produit. Cependant, il faut noter que les données CIRS ne contiennent pas d'informations en-dessous de 10 mbar ( $\sim 100$  km) aux hautes latitudes d'hiver (Teanby et al., 2007b; Achterberg et al., 2007; Vinatier et al., 2007).

Cette surestimation dans la mésosphère peut être due au fait que les simulations ne reproduisent pas les observations de Cassini/ISS au niveau du sommet de la couche principale d'aérosols : sur les images de Cassini/ISS (cf. Fig. 4.21), on voit clairement à hautes latitudes, la couche principale d'aérosols qui semble "plonger" vers les basses altitudes à mesure qu'on monte vers le pôle nord, et ceci en-dessous d'une zone sans aérosols marquant la séparation avec la couche détachée. Cette variation en latitude

du sommet de la couche principale d'aérosols n'est pas reproduite dans le modèle et pourrait expliquer la surestimation de la température dans les régions polaires nord à hautes altitudes.

- Il faut également noter que la condensation qui se fait vers 50 km, est prise en compte dans le modèle, par la paramétrisation des nuages, mais l'impact en terme de dégagement de chaleur latente correspondant au changement d'état et d'opacité des nuages qui se forment sur la structure thermique n'est pas évalué dans le modèle. Pascal Rannou a effectué une simulation de quelques jours en activant la rétroaction thermodynamique liée à la chaleur latente pour tester cet effet. Il a constaté que cela générerait rapidement une convection nuageuse, mais une telle manoeuvre rend très vite le modèle instable, nécessitant des adaptations spécifiques du modèle telles que de l'ajustement convectif avec un gradient adiabatique humide, un traitement de colonnes sous mailles pour la circulation montante et descendante générée par la convection... Des paramétrisations de la convection nuageuse sont en cours de développement pour les modèles terrestres et pourraient être appliquées au cas de Titan.

Dans les régions polaires, ces deux effets pourraient expliquer les températures plus élevées qui sont observées dans la basse stratosphère.

### 4.6.3 La dynamique

#### I) Rappels sur la dynamique de Titan

Le modèle produit une superrotation de l'atmosphère, avec de forts vents zonaux dans la stratosphère, pouvant atteindre  $200 \text{ m s}^{-1}$  aux hautes latitudes d'hiver entre 200 et 300 km d'altitude (0.1-1 mbar), et jusqu'à  $130 \text{ m s}^{-1}$  dans les régions équatoriales (cf. Fig. 4.22).

La circulation méridienne en moyenne annuelle est constituée de deux grandes cellules qui s'étendent de l'équateur jusqu'aux pôles. En raison de la faible vitesse de rotation solide de Titan, la composante latitudinale de la force centrifuge compense le gradient latitudinale de pression à hautes latitudes. Cette circulation méridienne est gouvernée par les contrastes latitudinaux d'ensoleillement (ou part le bilan radiatif, cf. Fig. 4.24), et est analogue aux cellules de Hadley terrestres.

Cette superrotation simulée est construite grâce au mécanisme de Gierasch (Gierasch, 1975; Luz and Hourdin, 2003; Luz et al., 2003) : la circulation méridienne transporte le moment cinétique de la surface à la stratosphère supérieure et vers les pôles, alors que les instabilités barotropes qui se développent sur les côtés équatoriaux du jet induisent une redistribution du moment cinétique vers l'équateur, permettant ainsi de maintenir la superrotation équatoriale (à l'opposé des mécanismes terrestres de transport de moment cinétique par les ondes) (cf. section 1.6.2.I). Un tel mécanisme avait été mis en évidence dans le modèle 3D initial de Hourdin et al. (1995), avant l'introduction des couplages de la dynamique avec la microphysique et la photochimie, et la présence des ondes étaient explicitement résolues. Dans le modèle 2D, ce transport horizontal par les ondes a été paramétré par (Luz et al., 2003), étant donné que le modèle ne peut pas générer explicitement ces ondes (cf. section 3.2.4). Dans le modèle 3D, ces ondes puisent leur énergie de l'instabilité barotrope du jet aux moyennes latitudes. La paramétrisation utilisée dans le modèle 2D reste une représentation approximative de l'effet des ondes et en particulier, elle ne permet pas une étude plus approfondie des mécanismes de transport et de la nature des ondes

dans l'atmosphère de Titan, comme il sera fait pour Vénus dans les sections 5.7 et 5.8.1. Un tel travail pourra être possible avec un modèle 3D complet.

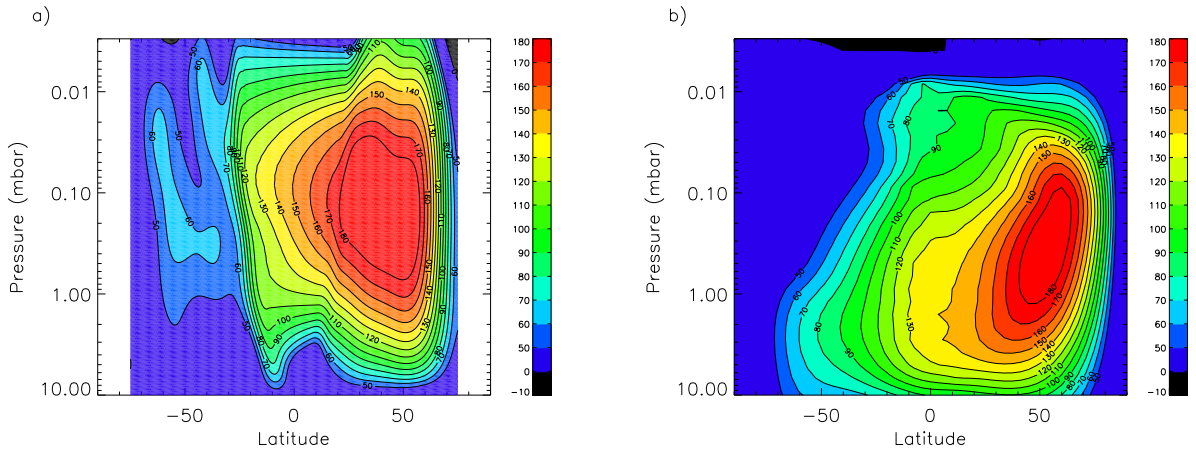
La circulation méridienne modélisée est fortement influencée par les saisons.

- Pendant une longue saison autour des solstices, la circulation méridienne est dominée par une seule cellule qui s'étend de l'hémisphère d'été aux régions polaires d'hiver, où un fort jet est créé. La branche ascendante est alors située dans l'hémisphère d'été.
- Près des équinoxes, la branche ascendante se déplace d'un hémisphère à l'autre, en formant deux cellules (Hourdin et al., 1995, 2004; Rannou et al., 2004). La circulation méridienne du modèle 2D présentée dans ce travail est quasiment la même que celle qui avait été obtenue dans la version 3D par Hourdin et al. (1995). La différence principale réside dans un déphasage de la saison, dû au couplage entre la microphysique et la dynamique (Rannou et al., 2004), qui maintient le régime de circulation du solstice d'hiver nord jusqu'à l'équinoxe de printemps nord et un peu après.

## II) Le vent zonal

Les vents zonaux modélisés sont globalement en bon accord avec les vents qui ont été déduits des observations d'occultation stellaires, pendant l'hiver dans l'hémisphère sud (Hubbard et al., 1993, ,  $L_s \sim 128^\circ$ ), et l'hiver dans l'hémisphère nord (Sicardy et al., 2006, ,  $L_s \sim 290^\circ$ ), comme l'avait montré Rannou et al. (2002) (cf. Fig. 4.5 de la section 4.2.6).

### A) Cartes méridiennes (latitude-altitude)

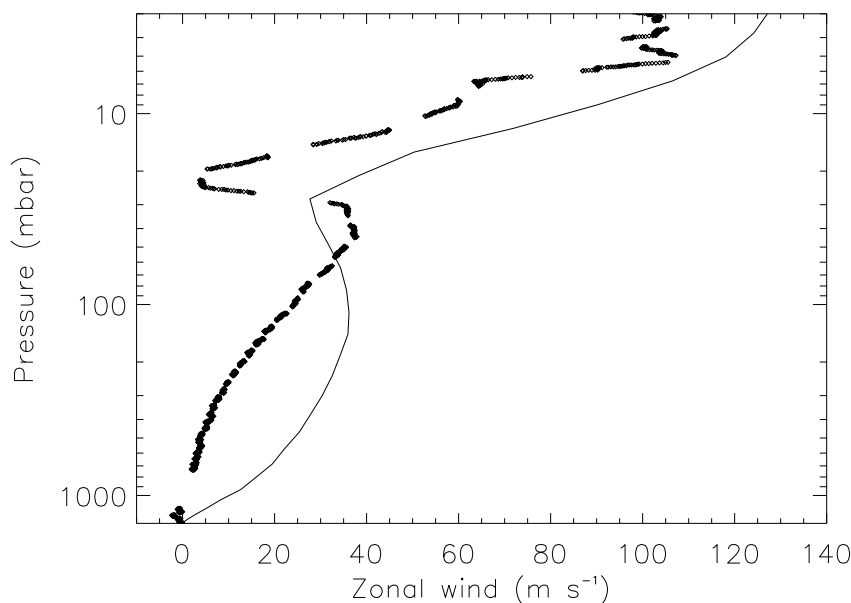


**Figure 4.22** – Cartes méridiennes du vent zonal sur Titan (latitude-altitude). A gauche : les données Cassini/CIRS data et l'équation du vent thermique (Achterberg et al., 2007). A droite : les sorties du 2D-CM à l'époque de Cassini ( $L_s = 300^\circ$ ) ( $m s^{-1}$ ) (Crespin et al., 2008).

Sur la Figure 4.22, le champ de vent zonal modélisé est présenté pour l'époque de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ), ainsi que le champ de vent zonal déduit des cartes de température obtenues par CIRS, en utilisant l'équation du vent thermique (Flasar et al., 2005; Achterberg et al., 2007). La condition limite inférieure pour le calcul du vent zonal thermique a été fixé à  $55 m s^{-1}$  à 10 mbar pour correspondre aux mesures de Huygens/DWE.

Etant donné que l'atmosphère de Titan est à l'équilibre cyclostrophique, les champs de vents zonaux et de température sont reliés par l'équation du vent thermique (cf. équation 1.49). Par conséquent, ce qui a été discuté sur le gradient latitudinal de température à 1.8 mbar aux moyennes latitudes d'hiver (cf. Fig. 4.18) est cohérent avec le fait que le gradient vertical du vent zonal entre 10 mbar et le coeur du jet d'hiver est bien rendu par le modèle. L'endroit et l'intensité du jet sont également bien reproduits. Les dernières améliorations qu'il reste à faire sur les quelques désaccords entre le modèle et les observations, comme le gradient vertical du vent zonal dans la basse stratosphère dans les régions équatoriales, ne pourront se faire qu'en utilisant un modèle 3D plus réaliste, prenant en compte explicitement les effets non-axisymétriques.

#### B) Profil vertical du vent zonal modélisé comparé à la mesure Huygens/DWE

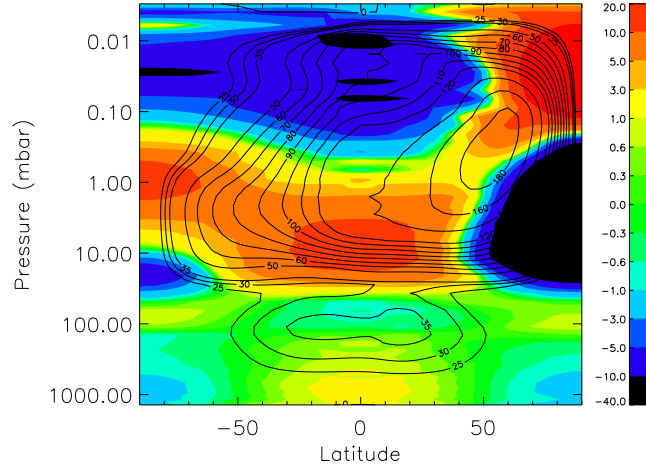


**Figure 4.23** – Profil vertical du vent zonal sur Titan mesuré par Huygens/DWE à  $10^\circ S$  (ligne épaisse, Bird et al., 2005), comparé au profil du vent zonal correspondant avec le 2D-CM (ligne continue) ( $m s^{-1}$ ) (Crespin et al., 2008).

La Figure 4.23 montre une comparaison du profil vertical du vent zonal déduit des observations de Huygens/DWE (Bird et al., 2005) avec le profil modélisé.

**Dans la stratosphère :** Bien que le vent zonal modélisé soit plus fort que dans les observations pour des pressions inférieures à  $\sim 15$  mbar, le fort gradient vertical dans la stratosphère est bien reproduit par le modèle. Ceci est cohérent avec le fait que le modèle représente bien le gradient latitudinal de température, qui est lié au gradient vertical du vent zonal par l'équation du vent thermique.

**Minimum de vent zonal :** Un minimum de vent zonal est obtenu dans le modèle à une altitude proche de l'altitude où il a été observé par DWE lors de la descente d'Huygens : "layer with surprisingly slow wind" (Bird et al., 2005). Cependant, dans le modèle, le vent ne va pas jusqu'à s'annuler comme dans les observations. Le minimum modélisé atteint une valeur d'environ  $30 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui peut être dû à la limitation en résolution verticale du 2D-CM.



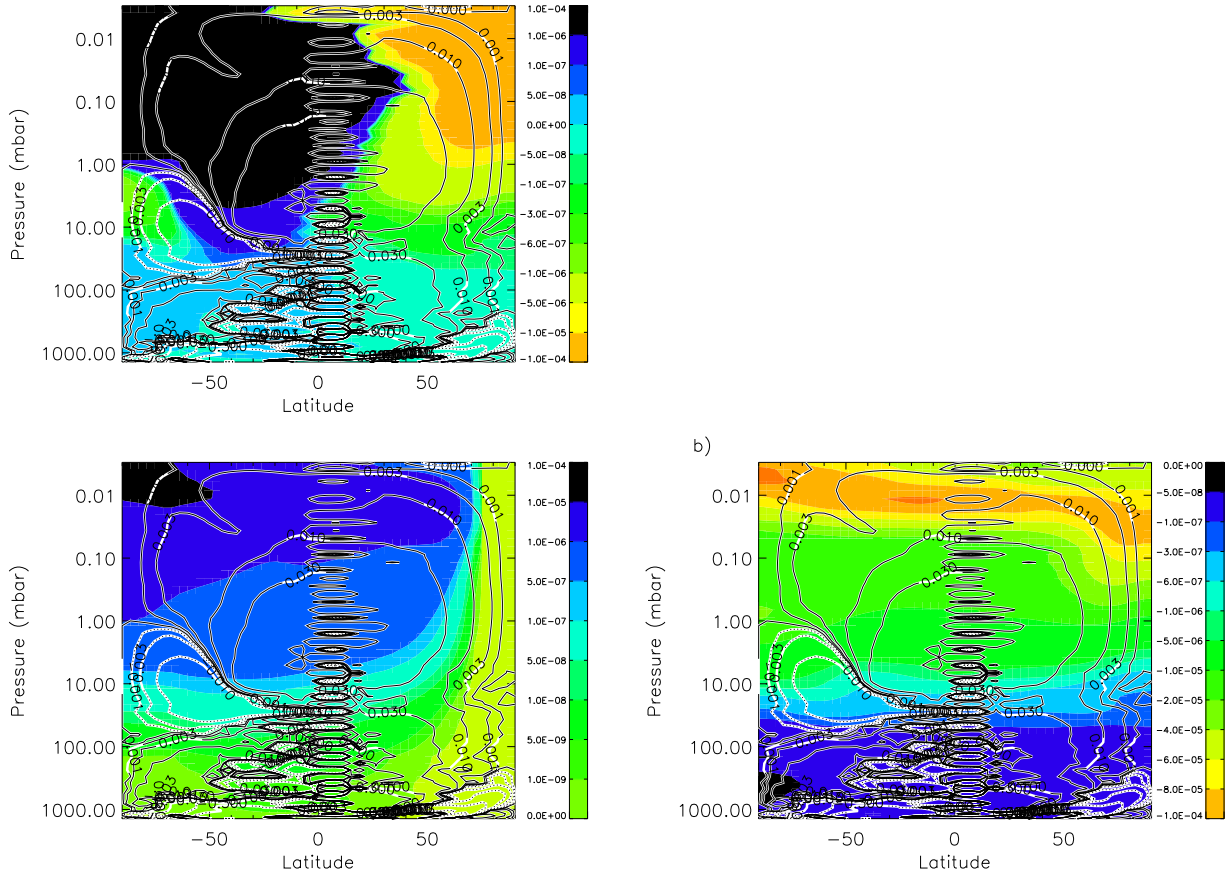
**Figure 4.24** – Contrastes latitudinaux de température dans le 2D-CM Titan (K) à l'époque de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ) montrant la différence entre la température et sa moyenne latitudinale. Les contours représentent le vent zonal correspondant (Crespin et al., 2008).

Le forçage radiatif dans cette fine région est faible, et les temps caractéristiques de la dynamique sont très longs dans la basse stratosphère et dans la troposphère. Dans cette région de transition, l'équateur est plus froid que les pôles dans le modèle induisant une brusque décroissance du vent zonal avec l'altitude, toujours selon l'équilibre cyclostrophique, alors qu'aux autres altitudes, c'est l'inverse : les pôles sont plus froids que l'équateur, contribuant à accélérer le vent. Un tel mécanisme est clairement visible dans les contrastes de température équateur-pôles (température moins sa moyenne latitudinale). Nous avons représenté la carte méridienne (latitude-altitude) de ces contrastes latitudinaux de température sur la Figure 4.24. Une explication possible pour cette zone d'inversion du gradient latitudinal de température pourrait venir de la petite cellule secondaire présente dans la basse stratosphère (entre 60 et 1 mbar), entre le pôle d'été et la branche ascendante de la grande cellule méridienne (cf. Fig. 4.17.b). Cette branche ascendante à l'époque de Cassini s'étire de  $30\text{-}40^\circ\text{S}$  vers 60 mbar jusqu'au pôle d'été vers 1 mbar. Cette cellule secondaire est un reste de la grande cellule équateur-pôle de la saison précédente, et les implications de cette cellule secondaire, notamment sur les distributions des composés sera détaillée dans la section 4.7.4.

Cette cellule secondaire est forcée par la distribution latitudinale des aérosols. La Figure 4.25.a montre les tendances radiatives nettes de température dues à la fois au chauffage solaire et au refroidissement radiatif à l'époque de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ).

Un refroidissement net est visible entre approximativement 10 et 1 mbar dans les ré-





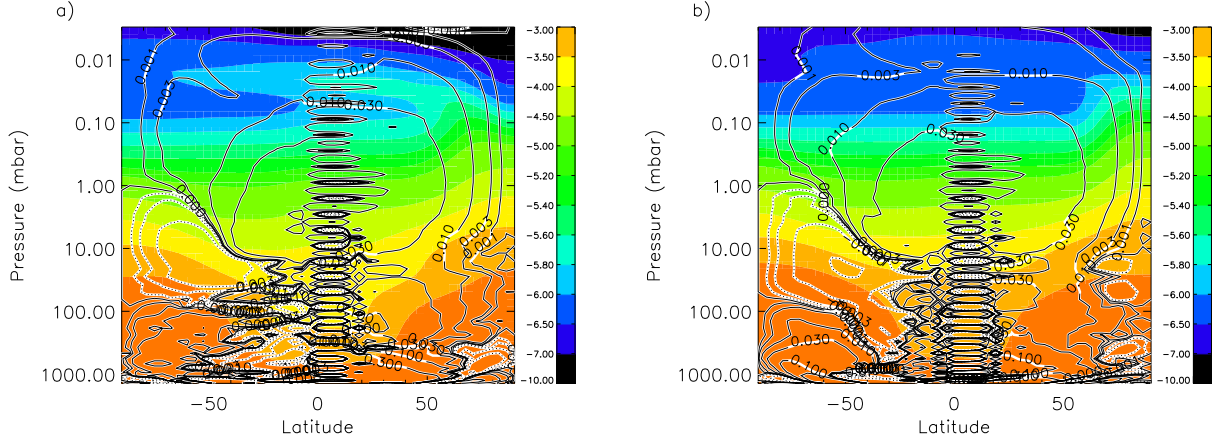
**Figure 4.25** – En haut : tendances radiatives nettes dans le 2D-CM Titan (taux de chauffage solaire absolu + taux de refroidissement infrarouge absolu) durant l'époque de Cassini ( $Ls \sim 300$ ) ( $K s^{-1}$ ). En bas à gauche : taux de chauffage solaire absolu à l'époque de Cassini ( $Ls \sim 300$ ) ( $K s^{-1}$ ). En bas à droite : taux de refroidissement infrarouge absolu ( $Ls \sim 300$ ) ( $K s^{-1}$ ). La fonction de courant est également représentée en contour ( $10^9 kg s^{-1}$ , ligne continue, positive dans le sens de rotation des aiguilles d'une montre, ligne discontinue dans le sens inverse) (Crespin et al., 2008).

gions polaires de l'hémisphère sud (cf. Fig. 4.25.a). Hormis cette région, la stratosphère de l'hémisphère d'été chauffe globalement, alors que la stratosphère de l'hémisphère d'hiver se refroidit, conduisant à cette circulation méridienne d'un pôle à l'autre. La présence de cette région très locale de refroidissement au pôle d'été explique la présence de cette cellule secondaire dans le modèle. Dans cette région, l'abondance de la brume est encore enrichie en comparaison aux régions équatoriales (à la même altitude). En conséquence, le chauffage solaire et le refroidissement radiatif sont augmentés, mais au niveau des pôles, l'effet net est dominé par un refroidissement.

**Dans la troposphère :** Pour des pressions supérieures à 100 mbar, le vent zonal modélisé est trop fort dans la troposphère, en comparaison avec les mesures de DWE. Ce désaccord entre les observations et le modèle dans la troposphère suggère que la circu-

lation troposphérique est trop fortement découplée de la surface, renforçant ainsi le vent zonal. Cela peut venir d'une sous-estimation du mélange turbulent vertical qui se fait dans la couche limite ou bien du mélange convectif dans le modèle, ou encore de processus 3D qui ne sont pas représentés par notre modèle 2D (cf. section 3.2.4). Une étude plus spécifique sur la dynamique de la basse stratosphère et de la troposphère sera nécessaire pour mieux comprendre ce qui contrôle ces écarts.

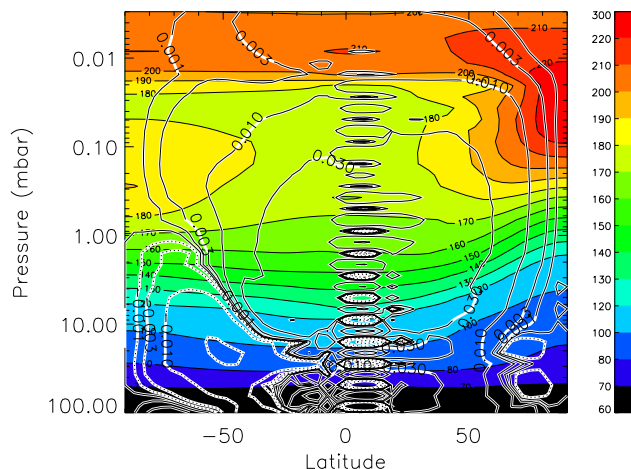
#### 4.6.4 Influence de la hauteur de production des aérosols sur la structure thermique et la dynamique



**Figure 4.26** – Cartes méridiennes d’une approximation de l’opacité des aérosols dans le 2D-CM Titan (latitude-altitude). (a) : simulation de référence, avec une fonction source de production des aérosols fixée à 0.01 mbar. (b) : simulation test, avec une fonction source élevée jusqu’à 1  $\mu$ bar. L’approximation de l’opacité est défini comme la somme de chaque regroupement fractal de l’abondance des aérosols (regroupements de 5 à 10), multipliée par le nombre de monomères par regroupements (1 à  $10^5$ ). L’opacité pour les regroupements sphériques (regroupements 1 à 4) est négligée. La fonction de courant est aussi représentée en contour ( $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , ligne solide, positive dans le sens de rotation des aiguilles d’une montre, ligne discontinue dans le sens inverse) (Crespin et al., 2008).

Dans le but de réconcilier la structure thermique modélisée par les observations de Cassini/CIRS, nous avons fait une “Simulation test”, en fixant la fonction source des aérosols à 1  $\mu$ bar, au lieu de 10  $\mu$ bar comme c’est le cas dans la simulation de référence. Cela met la hauteur de production des aérosols au sommet du modèle (vers 500 km). Dans cette région, les vents sont affectés par la couche éponge. En conséquence, l’établissement de la distribution des aérosols est certainement affectée elle aussi par les conditions limites supérieures du modèle. Ainsi, cette simulation doit être utilisée avec prudence, comme un simple test, en raison de l’extension verticale limitée du modèle.

La modification de la hauteur de production des aérosols induit une élévation de la couche détachée des aérosols, comme on peut le voir sur la Figure 4.26. Cette élévation a également une influence significative sur la structure thermique de l’atmosphère de Titan comme indiquée sur la Figure 4.27, et à comparer avec la Figure 4.17 pour la structure thermique de la simulation de référence. A titre de comparaison, le profil latitudinal de température à 1.8 mbar est également représenté sur la Figure 4.18 pour la simulation test.



**Figure 4.27** – Comme pour la Figure 4.17.b, mais pour la simulation test avec une fonction source de production des aérosols élevée jusqu’à 1  $\mu$ bar (Crespin et al., 2008).

- A cette altitude, améliorer la distribution des aérosols en comparaison avec les observations de Cassini conduit à une meilleure représentation du gradient latitudinal de température de l’hémisphère d’été.
- Une autre conséquence de cette élévation de la couche de production des aérosols est de réduire la température au sommet du modèle, en raison du refroidissement net radiatif qui devient légèrement plus fort dans les dernières couches du modèle.

La modification de la structure thermique est couplée avec des modifications de la circulation méridienne, et affecte donc également la distribution des composés chimiques, particulièrement au niveau des régions polaire (cf. section 4.7.3).

L’intensité de la circulation méridienne est légèrement plus faible quand la source de production des aérosols est plus élevée (cf. Fig. 4.26). Cet affaiblissement de la circulation méridienne induit une diminution du chauffage adiabatique dans la mésosphère du pôle d’hiver. La température dans cette région (au-dessus de 0.01 mbar) est alors en meilleur accord avec les observations, mais la structure thermique est encore un peu trop chaude à des latitudes inférieure à 60°N. Ce désaccord suggère que le problème principal dans cette région peut venir de défauts dans le schéma de refroidissement radiatif, comme il a été discuté précédemment (cf. section 4.6.2).

A 80°N, le modèle est encore trop froid dans la basse stratosphère (entre la tropopause et 0.5 mbar), ce qui peut être relié au fait que la couche principale de brume n’est pas influencée par les variations en altitude de la zone de production des aérosols, ou n’est pas influencée par l’extension latitudinale du vortex polaire.

Le vent zonal est également légèrement modifié dans la simulation test, en particulier dans la mésosphère, en raison de l’impact fort des modifications d’opacité sur la structure de la température mésosphérique. Le jet stratosphérique est un peu plus “confiné” dans la simulation test, à la fois en latitude et en altitude.

Globalement, l’augmentation de la hauteur de production des aérosols à la limite su-

périeure du modèle permet d'améliorer la structure thermique et dynamique dans son ensemble, mais il faut garder à l'esprit que pour intégrer complètement les effets de la variation en altitude de cette couche détachée, un modèle de Titan plus étendu verticalement doit être développé.

## 4.7 Distributions des composés

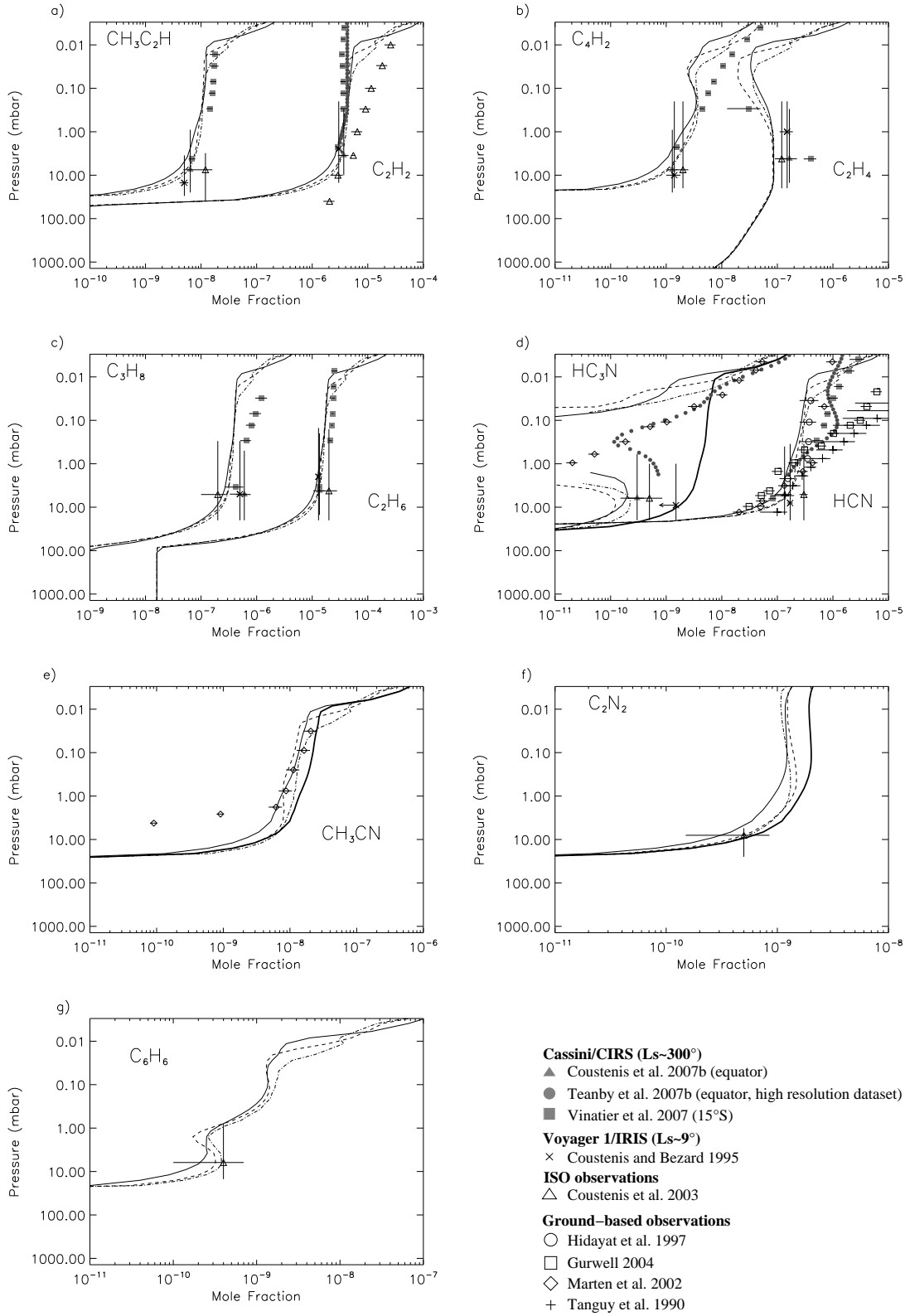
### 4.7.1 Introduction

Comme il a été discuté dans Lebonnois et al. (2001); Hourdin et al. (2004), la dynamique a également un impact sur les distributions des composés atmosphériques. Les espèces chimiques présentes dans le modèle 2D de Titan et observées dans l'atmosphère de ce satellite, agissent comme des traceurs des mouvements atmosphériques, en raison du fait que leurs durées de vie photochimiques sont généralement plus grandes que les échelles de temps caractéristiques de la dynamique.

De façon générale, ces composés sont globalement bien mélangés dans la cellule méridienne stratosphérique, entre 10 et 0.01 mbar, sauf au niveau des branches descendantes des régions polaires, qui amènent de l'air enrichi depuis l'atmosphère supérieure (au-dessus de  $\sim 400$  km) où la plupart des espèces sont produites, vers la basse atmosphère. Au niveau de la tropopause ( $\sim 70$  K), la majorité des composés chimiques condensent, ce qui constitue ce qu'on appelle un "piège froid". En conséquence, l'air qui monte depuis la tropopause dans la branche ascendante de la cellule méridienne, au niveau des tropiques contient significativement moins d'espèces chimiques que l'air stratosphérique.

- Les mécanismes qui contrôlent le gradient vertical des concentrations sont essentiellement la chimie et la dynamique. La chimie dans l'atmosphère supérieure (mésosphère) contrôle la production des espèces, et donc les abondances stratosphériques moyennes. Les flux photochimiques au sommet du modèle (autour de 500 km) sont donc très importants pour une représentation correcte des abondances moyennes (cf. section 3.6.3).
- Pour les gradients latitudinaux, l'advection verticale par la dynamique (par la cellule méridienne de Hadley) et la condensation tendent à les renforcer, alors que le mélange latitudinal par les ondes barotropes tendent à réduire ces contrastes latitudinaux. Ces gradients latitudinaux sont également affectés par la distance verticale entre le niveau où ils sont observés et le niveau de condensation : lorsque cette distance augmente, cela signifie que les effets de la dissipation horizontale sont plus forts, et que les contrastes latitudinaux observés sont en réalité plus faibles.

### 4.7.2 Les régions équatoriales



**Figure 4.28** – Profils verticaux des composés chimiques dans les régions équatoriales sur Titan : comparaison entre les observations disponibles (voir les légendes pour les références) et le 2D-CM. Les profils modélisés sont tracés pour : 15°S, Ls=300° (ligne continue); équateur, Ls~ 9° (ligne discontinue); équateur, Ls~ 180° (ligne en trait-pointillé). La ligne épaisse montre HC<sub>3</sub>N, C<sub>2</sub>N<sub>2</sub> et CH<sub>3</sub>CN dans le cas où la paramétrisation de la polymérisation n'est pas prise en compte. Les observations disponibles sont (cf. Table 4.3) : Cassini/CIRS, Voyager1/IRIS, les observations de ISO et les observations depuis la Terre (Crespin et al., 2008).

L'ensemble des observations sur la composition stratosphérique pour différentes saisons et latitudes qui a été utilisé pour la comparaison avec le modèle, est résumé dans la Table 4.3. L'ensemble des observations disponibles couvre plus d'une saison : des observations moyennées depuis la Terre pendant l'équinoxe d'automne nord (Hidayat et al., 1997), jusqu'aux observations de la mission Cassini pendant le solstice d'hiver nord à 15°S (Teanby et al., 2006, 2007b,a; Coustenis et al., 2007b; Vinatier et al., 2007).

La Figure 4.28 montre les profils observés et modélisés des espèces chimiques (hydrocarbures et nitriles) à l'équateur. Globalement, les distributions chimiques modélisées sont en bon accord avec l'ensemble des observations disponibles dans les régions équatoriales, tout en gardant à l'esprit que certains flux ont été ajustés pour améliorer l'abondance moyenne modélisée de certains composés (cf. section 3.6.3).

Il y a peu de variations saisonnières à ces basses latitudes, à la fois dans les observations et dans le modèle.

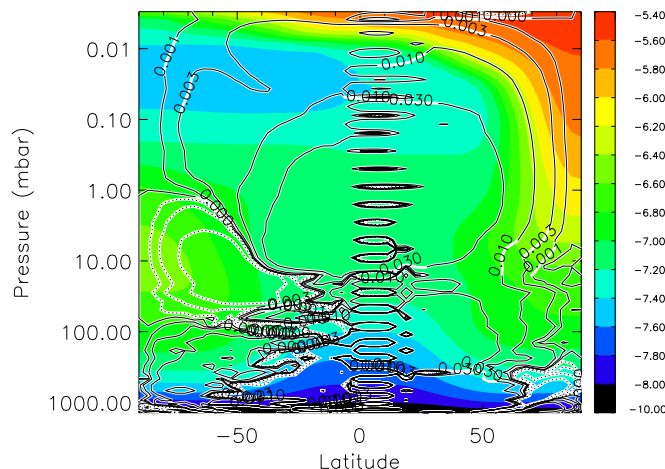
#### A) Le cas du cyanure d'hydrogène (HCN)

Le profil vertical du cyanure d'hydrogène modélisé (HCN) est en bon accord avec les observations "moyennées sur le disque" des observations depuis la Terre de Hidayat et al. (1997); Marten et al. (2002), pendant l'automne nord (cf. Fig. 4.28.d). Les mesures de l'observatoire spatial infrarouge ISO (Coustenis et al., 2003) qui ont eu lieu pendant la même période sont légèrement plus faibles que les autres observations et que le modèle. Cependant, le gradient vertical de HCN dérivé des observations de Cassini/CIRS à 15° est plus fort que pour C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (cf. Figs. 4.28.a et 4.28.c respectivement). Ce n'est pas le cas dans les résultats du modèle, où les gradients verticaux de HCN, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> sont très similaires. La différence observée dans le gradient vertical peut être un diagnostic d'un puits chimique pour HCN dans la basse stratosphère, pour lequel la constante de temps chimique serait plus petite que la constante de temps dynamique caractéristique, comme proposé par Vinatier et al. (2007). En effet, dans les simulations effectuées avec une remise à jour de la photochimie 2D (utilisé par Lebonnois et al., 2001), et qui avaient été faites pour calculer les flux des composés au sommet (cf. section 3.6.3), la paramétrisation de la polymérisation agissait sur le profil vertical de HCN, amenant un gradient de concentration de HCN différent de ceux de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, comme dans les observations.

Ce modèle avait le même module photochimique que le modèle 2D utilisé pour les simulations du 2D-CM, mais utilisait une représentation forcée de la dynamique. La différence de comportement entre les deux modèles peut donc être due aux différentes dynamiques. Dans le modèle 2D, le mélange dynamique est peut-être trop fort, masquant ainsi l'influence de la paramétrisation de la perte chimique de HCN vers la polymérisation.

#### B) Le cas de l'éthylène (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>), composé qui ne condense pas

Pour l'éthylène (cf. Fig. 4.28.b), à 15°S, on obtient un profil vertical de rapport de mélange qui décroît avec l'altitude dans la stratosphère, ce qui est en bon accord avec les observations de Vinatier et al. (2007), alors que l'amplitude modélisée est un peu plus faible que l'amplitude observée. Le gradient vertical négatif dans la basse stratosphère est interprété comme étant dû à la photochimie et au transport dynamique. Ceci est illustré dans la distribution méridienne de l'éthylène à l'époque de Cassini par la Figure 4.29, où l'enrichissement de la basse stratosphère équatoriale peut être expliqué par le transport



**Figure 4.29** – Carte méridienne (latitude-altitude) de l'éthylène ( $C_2H_4$ ) modélisée avec le 2D-CM Titan à l'époque de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ) (échelle logarithmique). La fonction de courant est également représentée en contour ( $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , ligne continue, positive dans le sens des aiguilles d'une montre, ligne discontinue dans le sens inverse, échelle logarithmique) (Crespin et al., 2008).

par la branche retour de la cellule méridienne (vers 5-10 mbar d'altitude), d'un air enrichi dans les régions polaires d'hiver, et par le fait que ce composé ne condense pas au niveau de la tropopause. Cet enrichissement équatorial de la basse stratosphère, d'un point de vue de la structure verticale, ne peut pas être reproduit dans les modèles 1D, en raison du puits causé par la photodissociation de  $C_2H_4$  qui pique plus haut au milieu de la stratosphère (vers 0.1-0.01 mbar).

#### C) Le cas ambigu du diacétylène ( $C_4H_2$ )

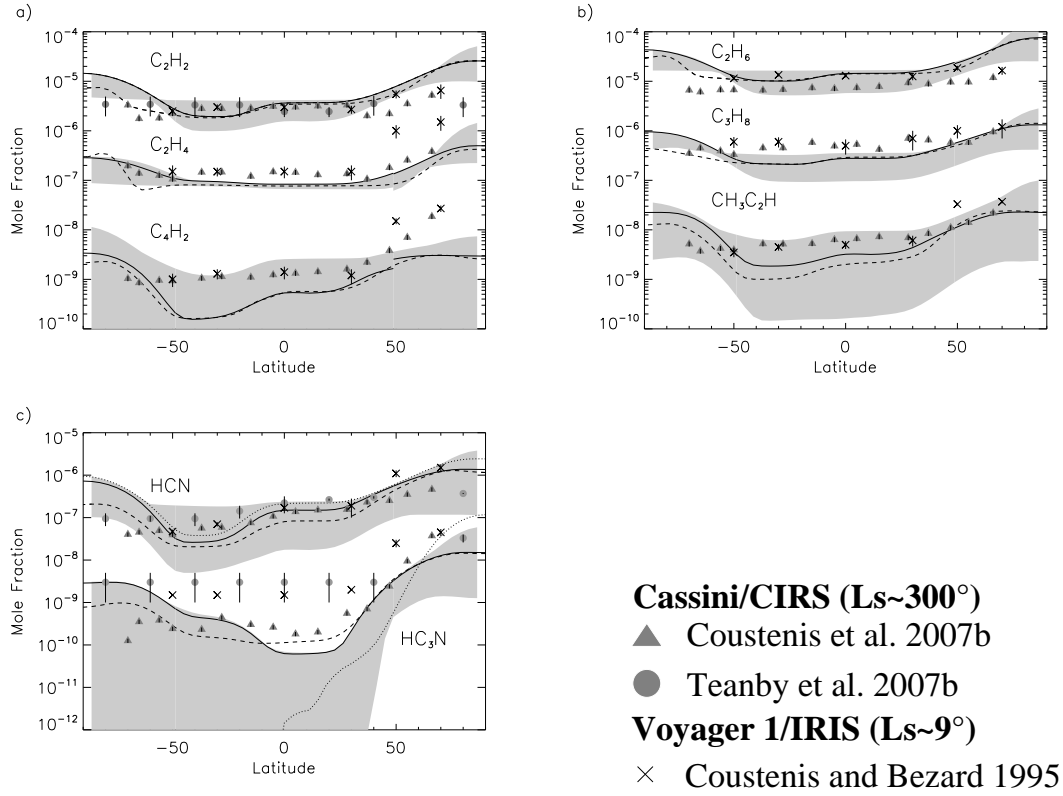
Bien que l'abondance moyenne stratosphérique modélisée du diacétylène ( $C_4H_2$ ) soit en bon accord avec les observations à ces latitudes (cf. Fig. 4.28.b), ce composé est très sensible à de nombreux paramètres du modèle comme : les abondances des autres composés, la photochimie stratosphérique, les flux au sommet (Hébrard et al., 2007). Ainsi, il est difficile de tirer des conclusions claires pour ce composé.

#### D) Le cas du cyanoacéthylène ( $HC_3N$ ), ou le problème de la polymérisation

Ce composé est extrêmement sensible à la paramétrisation de la polymérisation, comme on peut le voir sur la Figure 4.28.d, qui montre la différence entre le profil obtenu avec une paramétrisation active, conduisant à un puits très marqué de ce composé entre 1 et 0.1 mbar, et le profil sans cette paramétrisation, donnant un profil vertical homogène.  $CH_3CN$  et  $C_2N_2$  sont également sensibles à cette paramétrisation (cf. Figs. 4.28.e et 4.28.f respectivement), ce qui n'est pas le cas pour les autres composés. Cependant, étant donné que la paramétrisation des processus de polymérisation n'est probablement pas complètement réaliste, il est possible que le fort impact de cette polymérisation sur  $HC_3N$  comparé aux autres composés soit un diagnostic d'une perte chimique spécifique à ce composé, dans la basse stratosphère, de la même manière que pour HCN.

### 4.7.3 L'enrichissement polaire d'hiver

#### A) Distributions latitudinales



**Figure 4.30** – Profils latitudinaux des composés chimiques sur Titan : comparaison entre la composition modélisée et les observations de Voyager 1 et Cassini (voir les légendes pour les références). Observations : Cassini/CIRS pendant l'hiver nord ( $L_s \sim 300^\circ$ ) ; Voyager 1/IRIS pendant le printemps nord ( $L_s \sim 9^\circ$ ). Simulation : profils à l'époque de Voyager 1 (ligne discontinue), à l'altitude correspondant aux maxima des fonctions de poids pour les observations correspondantes (Coustonis and Bézard, 1995) ; profils à l'époque de Cassini, pris aux maxima des fonctions de poids (cf. Table 4.3) (ligne en pointillé pour Teanby et al. (2007b) ; ligne continue pour Coustonis et al. (2007b) pour 3 différentes régions en latitude, i.e. dans les régions polaires, de  $70^\circ$  jusqu'à  $50^\circ$ , et entre  $15^\circ S$  et  $15^\circ N$ ). La région grisée donne la gamme des valeurs modélisées dans l'écart type de l'altitude observée (prises de Coustonis et al., 2007b). Images de l'article de Crespín et al. (2008).

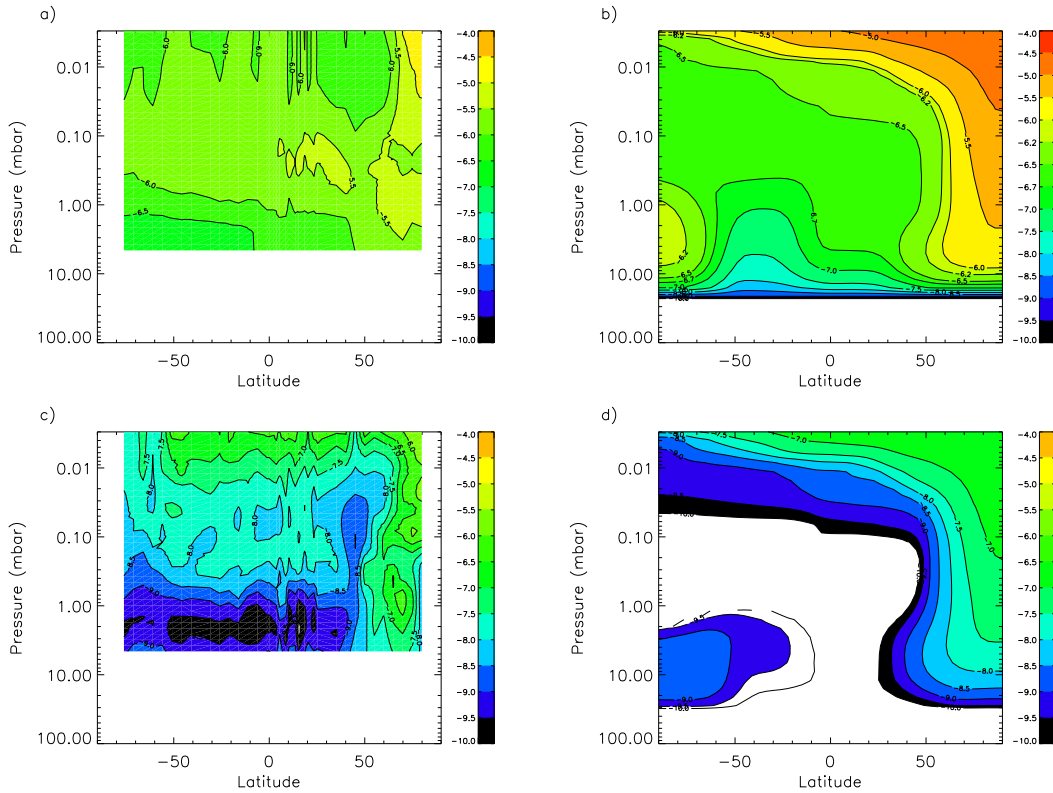


Tableau 4.3 – Observations disponibles sur les distributions des composés traces de Titan.

Observations	Référence	Saison (Ls, degrés)	Latitude (degrés)	Altitude domaine (km)	Pression domaine (mbar)
Voyager1/IRIS	Coustenis et al. (1991)	9	70N	~175-275	~1.5 and 0.1
(profils latitudinaux)	Coustenis and Bézard (1995)	9	53°S-70°N		Fonctions de contribution (voir Référence)
Depuis la Terre	Tanguy et al. (1990)	130	moyenne sur le disque	90-450	13-0.004 (HCN)
(profils verticaux)	Hidayat et al. (1997)	180	moyenne sur le disque	100-345	9.5-0.035 (HCN)
	Marten et al. (2002)	180	moyenne sur le disque	90-445	13-0.0045 (HCN)
				70-490	26-0.0017 (HC <sub>3</sub> N)
				100-500	9.6-0.0012 (CH <sub>3</sub> CN)
	Coustenis et al. (2003)	190	moyenne sur le disque	80-250	20-0.3 (C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> )
	Gurwell (2004)	300	moyenne sur le disque	100-365	9.6-0.022 (HCN)
Cassini/CIRS	Vinatier et al. (2007)	300	15S (Tb)	115-450	~6.5-0.004
(profils verticaux)	Vinatier et al. (2007)	300	80N (T3)	155-490	~2-0.0018
				180-520	~1-0.0009 (HC <sub>3</sub> N)
	Vinatier (2007)	300	54S (T15)	110-500	8-0.001
	Teanby et al. (2007b)	300	15S (Tb)	120-350(450)	6-0.03(0.004) HCN(C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> )
	Teanby et al. (2007b)	300	15S (Tb)	300-450	0.1-0.004 (HC <sub>3</sub> N)
	Teanby et al. (2007b)	300	82N (T4)	150-310	1.5-0.04 (HCN,C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> )
	Teanby et al. (2007b)	300	82N (T4)	200-310	0.4-0.04 (HC <sub>3</sub> N)
(profils latitudinaux)	Coustenis et al. (2007b), Coustenis et al. (2007a)	300	(highS-highN)		Contribution fonctions (see References)
	Teanby et al. (2006, 2007a)	300	80°S-80°N	140 ; 290	3 (HCN, C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> ) ; 0.1 (HC <sub>3</sub> N)
(cartes méridiennes)	Teanby et al. (2007b)	300	80°S-80°N	140-500	3-0.002

Les distributions latitudinales des composés traces obtenues dans le modèle 2D pendant les époques de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ) et de Voyager ( $L_s \sim 180^\circ$ ) sont présentées sur la Figure 4.30, en comparaison aux profils observés par Cassini/CIRS (Coustenis et al., 2007b,a) et Voyager/IRIS (Coustenis and Bézard, 1995). Les profils ont été tracés aux altitudes correspondant aux maxima des fonction de poids, à l'époque de Voyager Coustenis and Bézard (1995) et à l'époque de Cassini, comme il est résumé dans la Table 4.3. Une telle comparaison a également été faite avec les analyses récentes des données Cassini/CIRS par Teanby et al. (2007a). Comme il avait été discuté dans l'article de Coustenis et al. (2007b), l'enrichissement observé aux hautes latitudes nord est légèrement plus fort durant l'équinoxe de printemps que pendant l'hiver nord. Un tel effet est obtenu dans le modèle 2D, avec un gradient latitudinal légèrement plus marqué vers  $50\text{--}60^\circ\text{N}$  à l'époque de Voyager 1, comparé à l'époque de Cassini. Cela est expliqué par le renforcement des contrastes produits par la circulation méridienne, et qui se poursuit jusqu'à la saison suivante, c'est à dire jusqu'au renversement de la circulation méridienne en deux cellules de taille semblables au moment de l'équinoxe de printemps nord.

#### B) Cartes méridiennes de nitriles

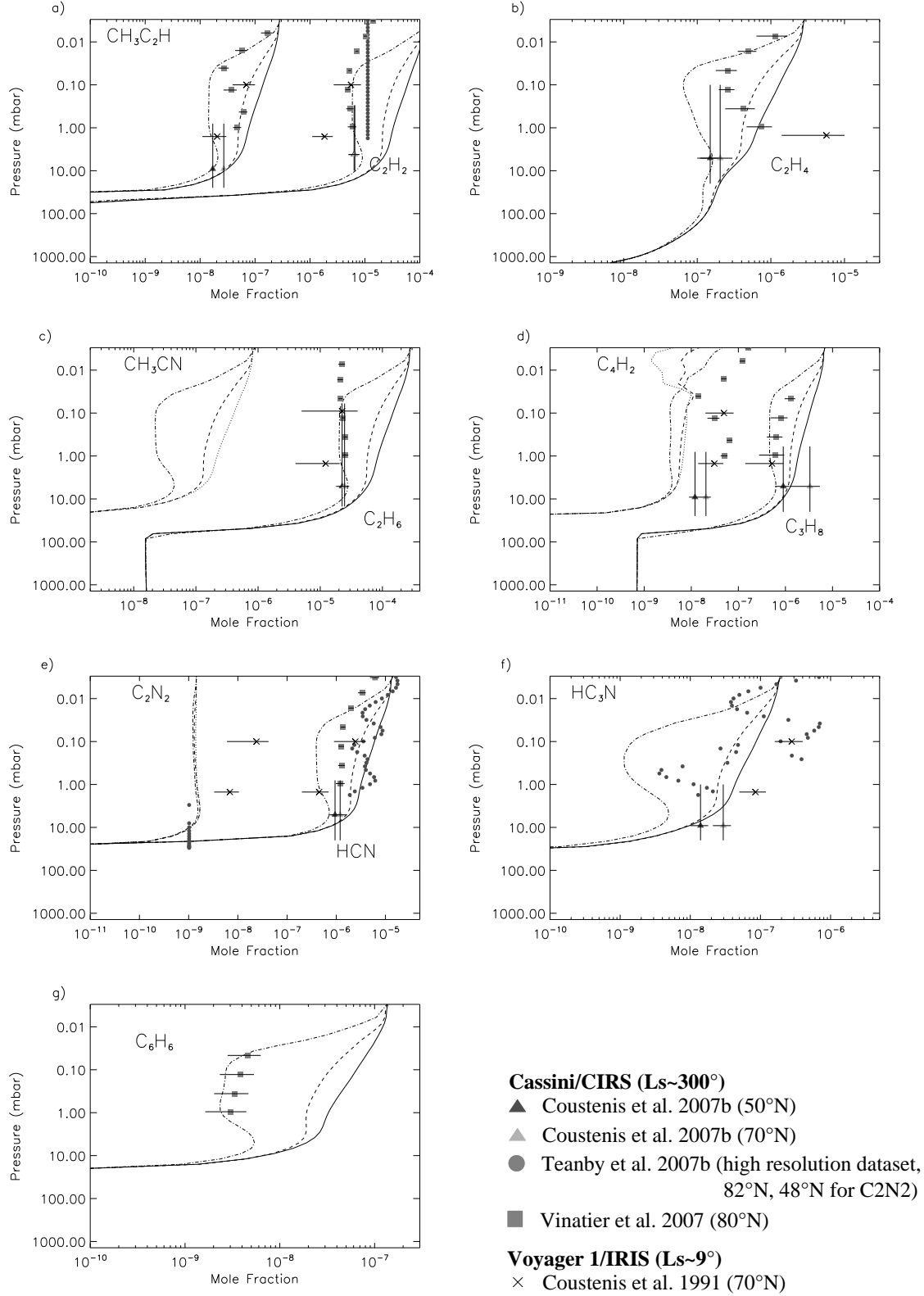


**Figure 4.31** – Cartes méridiennes des nitriles dans le 2D-CM Titan en comparaison avec les résultats de Teanby et al. (2007b) (données à basse résolution) pour HCN (a : CIRS; b : 2D-CM) et  $\text{HC}_3\text{N}$  (c : CIRS; d : 2D-CM) à l'époque de Cassini ( $L_s \sim 300^\circ$ ) (échelle logarithmique) (Crespin et al., 2008).

Teanby et al. (2007a) ont extrait les distributions méridiennes de HCN et de  $\text{HC}_3\text{N}$  des données CIRS, qui sont comparées aux distributions obtenues par le modèle dans la

Figure 4.31. L'enrichissement aux hautes latitudes nord, dû à la branche descendante de la circulation méridienne, est visible dans les observations, bien qu'il semble être plus confiné près du pôle, en particulier dans la région 0.1-0.01 mbar. La destruction de  $\text{HC}_3\text{N}$  causée par la polymérisation et obtenue dans la distribution modélisée, est largement surestimée dans le modèle, mais comme il a été discuté précédemment (cf. section 4.7.2), l'abondance de ce composé dans la moyenne stratosphère est très sensible à ce processus.

#### C) Profils verticaux du pôle d'hiver



**Figure 4.32** – Profils verticaux des composés dans la région polaire nord sur Titan : comparaison entre les observations disponibles (voir les légendes pour les références) et les profils du 2D-CM. Les profils modélisés sont obtenus pour : 50°N, Ls~ 300° (line en trait-pointillé) ; 70°N, Ls~ 300° (ligne discontinue) ; 80°N, Ls~ 300° (ligne continue). Les observations disponibles sont (cf. Table 4.3) : Cassini/CIRS, (50°N, 70°N, 82°N, 48°N and 80°N) ; Voyager1/IRIS (70°N, Ls=9°) (Crespin et al., 2008).

Les profils verticaux à 80°N (survol T3, Vinatier et al., 2007) et à 82°N (survol T4, Teanby et al., 2007b) ont été déduits des observations de CIRS au limbe. A ces hautes latitudes de l'hémisphère d'hiver, les profils modélisés de certains composés sont à première vue, clairement différents des observations (cf. Fig. 4.32).

Pour  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$  et  $C_3H_8$  (cf. Figs. 4.32.a, 4.32.c et 4.32.d respectivement), les profils verticaux observés sont similaires à ceux observés dans les régions équatoriales. Ces composés ont donc de faibles variations verticales, latitudinales et temporelles, et semblent être bien mélangés par la circulation méridienne.

L'enrichissement modélisé aux hautes latitudes nord est plus fort que celui observé. Ceci est lié au fort gradient vertical entre les couches supérieures du modèle où les flux sont imposés, et les couches plus basses où le mélange, de grande échelle, agit. La représentation de l'enrichissement dépend fortement du modèle, et l'extension verticale du modèle à la mésosphère tout entière devra être faite pour tester l'impact de la dynamique mésosphérique (qui est inconnue) sur les profils verticaux dans cette région de transition.

Pour HCN (cf. Fig. 4.32.e), l'enrichissement observé dans les données nadir de la basse stratosphère est aussi vu dans les observations au limbe, et le modèle 2D donne un profil vertical globalement en bon accord avec les deux types d'observations, même si il y a une différence notable entre les profils obtenus par Vinatier et al. (2007) (survol T3, 80°N) et Teanby et al. (2007b) (survol T4, 82°N) due à des différences entre les tailles des champs de vue projetés d'un survol à l'autre.

Le comportement des profils verticaux de  $C_2H_4$ ,  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$  (cf. Figs. 4.32.b, 4.32.a et 4.32.d respectivement) à 80°N est différent : l'enrichissement observé dans les données nadir de la basse stratosphère est également vu dans les observations au limbe, mais seulement à des pressions plus grandes que 0.1 mbar. Dans la stratosphère supérieure, un minimum d'abondance est obtenu dans les profils observés autour de 0.07 mbar (vers  $\sim 350$  km), alors que les profils modélisés sont bien mélangés sur toute la colonne d'atmosphère.

Les minima d'abondance sont prédits par le modèle mais à plus basses latitudes, comme indiqué sur la Figure 4.32 à 50°N, indicatif d'une région située en dehors de la zone de descente de l'air localisée au niveau du vortex polaire (cf. Figs. 4.29 et 4.31 pour la zone de descente de l'air). En plus, des minima stratosphériques ont été clairement observés à 54°N pour  $C_2H_2$ ,  $C_4H_2$  et HCN, et dans une moindre mesure pour  $C_2H_6$  et  $HC_3N$  (Vinatier et al., 2007).

Les profils observés à 80°N peuvent donc servir de diagnostics pour l'extension latitudinal du vortex polaire (voir discussion ci-dessus à propos de la Figure 4.31), et pour l'intensité de la circulation méridienne.

- Dans la section 4.6.4, on a vu que la simulation test (qui a tourné avec une zone de production des aérosols fixée au sommet du modèle vers  $1\mu\text{bar}$ ), a montré des variations dans l'intensité de la circulation méridienne et donc dans les distributions des composés chimiques. Dans cette simulation test, l'extension latitudinale du vortex polaire où l'air descendant est bien mélangé en latitude, se trouve être modifié à cause de l'intensité méridienne plus faible. Les minima stratosphériques des distributions chimiques sont alors obtenus plus près des pôles que dans la simulation de référence.

- Les différences entre la structure thermique observée et modélisée au-delà de la stratopause peuvent également affecter l'intensité et la structure de la circulation méridienne, et donc affecter la forme en latitude du vortex polaire.
- La résolution latitudinale du modèle 2D peut également affecter l'extension latitudinale du vortex polaire. Encore une fois, la nature bi-dimensionnelle du modèle est une source possible de désaccord.
- Finalement, une dernière possibilité pour interpréter les observations de Cassini vient du fait que la structure 3D du vortex polaire peut être fortement modifiée (en latitude par exemple) par des ondes. Il est alors possible que les observations faites pendant le survol T3, bien que localisées à 80°N, sondent une région en dehors du coeur du vortex polaire. Cela pourrait également expliquer la variabilité entre les observations de Vinatier et al. (2007) (T3, 80°N) et Teanby et al. (2007b) (T4, 82°N). Les analyses d'autres survols aux hautes latitudes nord pourraient tester cette hypothèse. Elle pourrait également être testée dans un contexte de modélisation avec une version 3D future du modèle.

Il faut également noter que  $C_4H_2$  et  $CH_3C_2H$  sont très actifs photochimiquement dans la stratosphère supérieure, ce qui pourrait fausser notre interprétation du transport dynamique discuté précédemment. Dans le cas du diacétylène ( $C_4H_2$ ), cet effet est bien illustré par le comportement particulier de ce composé obtenu dans les simulations au-dessus de 0.1 mbar, dans les couches supérieures du modèle, où un fort minimum est obtenu très près du pôle (cf. Fig. 4.32.b). Ce minimum est lié au flux au sommet qui atteint zéro dans cette région pendant l'hiver, associé à un faible mélange spatial et une forte destruction photochimique.

#### 4.7.4 Le pôle d'été

Dans cette partie, on étend la couverture latitudinale de notre étude au pôle d'été de l'hémisphère sud. Dans cette région, les observations CIRS (Flasar et al., 2005; Coustenis et al., 2007b,a; Teanby et al., 2006, 2007a) révèlent un profond désaccord avec les distributions stratosphériques modélisées des composés secondaires. Dans l'hémisphère d'été, les abondances stratosphériques observées sont globalement uniformes en latitude, alors que, dans le modèle, la signature d'une cellule méridienne secondaire est évidente (cf. Fig. 4.30). Cette cellule est localisée dans la circulation méridienne 2D, entre la branche ascendante vers 30-40°S et le pôle d'été, et s'étend verticalement dans la basse stratosphère de la tropopause (vers 60 mbar) jusqu'à 1 mbar (cf. Fig. 4.17.b). Dans cette région, les conséquences d'une telle cellule sur les profils latitudinaux se traduisent par un enrichissement résiduel au niveau du pôle (venant de la saison d'hiver passée), et par une décroissance de l'abondance des composés (qui condensent) au niveau de la branche ascendante de la cellule méridienne vers 30°N (qui amène de l'air troposphérique appauvri en composés dans la stratosphère). Cet effet est renforcé pour les composés qui sont observés profondément dans l'atmosphère (à plus basse altitude). Les effets de cette cellule méridienne secondaire avait déjà été mise en évidence à l'époque de Voyager (Hourdin et al., 2004).

L'existence de cette cellule secondaire a cependant quelques supports observationnels : Roe et al. (2004) a observé une accumulation d'éthylène au niveau du pôle sud (au-delà de

60°S) un peu après l'été de l'hémisphère sud ( $L_s \sim 240^\circ$ ), en bon accord avec le modèle. Pendant la saison en cours, le renversement de la circulation méridienne est complet, et la mise en place de l'enrichissement du pôle d'hiver bien amorcée. La cellule secondaire limite l'effacement de la saison passée par les mouvements ascendants.

Il y a plusieurs hypothèses possibles pour réconcilier les distributions modélisées et les observations. Si on considère que la circulation méridienne obtenue dans le modèle 2D a réussi à expliquer suffisamment de caractéristiques de l'atmosphère de Titan, il doit y avoir une branche ascendante dans la basse stratosphère. Étant donné que les observations CIRS ne voient pas cette région de "déplétion", nous proposons trois explications possibles :

(1) Cette cellule secondaire n'est pas présente réellement dans l'atmosphère de Titan, et relève d'un problème structurel du modèle ;

(2) En raison d'une circulation méridienne plus faible, cette cellule secondaire est moins étendue verticalement et moins active, et la région de "déplétion" est localisée plus près de la tropopause sur Titan que dans le modèle ;

(3) Il y a des processus horizontaux de mélange supplémentaires qui ne figurent pas dans le modèle 2D, ce qui limiterait l'extension verticale de la zone de "déplétion".

L'extension du modèle à 3 dimensions permettrait de tester les hypothèses (1) et (3). Dans la simulation test décrite précédemment, bien que la circulation méridienne obtenue soit légèrement plus faible, l'impact sur les profils latitudinaux est faible, avec seulement une zone de "déplétion" un tout petit peu plus faible aux moyennes latitudes, mais l'effet n'est pas assez fort pour être significatif.

Les profils verticaux à 54°S obtenus par les observations CIRS pendant le survol T15 (Vinatier, 2007) peuvent également être comparés avec les profils modélisés correspondants. Les profils observés et modélisés dans cette région sont très similaires avec les observations dans les régions équatoriales. Comme dans la Figure 4.31, les variations latitudinales sont beaucoup moins fortes dans l'hémisphère d'été par rapport à celles dans l'hémisphère d'hiver. Les profils verticaux modélisés sont en bon accord avec les observations, car les effets dus à la cellule secondaire se font à une altitude trop basse par rapport aux profils verticaux observés (en-dessous de  $\sim 1.3$  mbar). Pour l'éthylène ( $C_2H_4$ ), le profil vertical observé (Vinatier, 2007) est qualitativement bien reproduit, avec un puit dans la stratosphère supérieure (lié à la photodissociation). Le gradient du cyanure d'hydrogène (HCN) est également bien représenté dans le modèle.

## 4.8 Validation de la circulation méridienne à l'aide de la composition et de l'effet saisonnier

La comparaison entre les résultats du 2D-CM Titan développé à l'IPSL, et l'ensemble des observations disponibles, avec un accent mis sur les résultats de l'instrument Cassini/CIRS, a été détaillée dans ce travail, qui a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Icarus*.

Le but de ce papier n'a pas été de résoudre toutes les différences entre le modèle et

les observations, mais plutôt de faire un bilan sur le modèle et de dresser un portrait des différents processus présents dans le 2D-CM qui peuvent expliquer les principaux résultats observationnels. Etant donné que les composés chimiques observés sont des traceurs des mouvements dynamiques, une bonne représentation des distributions chimiques, des aérosols et des nuages, nous permet de valider le 2D-CM, et ainsi de mieux contraindre la dynamique stratosphérique de Titan. La structure thermique, la dynamique et la composition forment un système couplé : des modifications dans la structure thermique induisent des modifications de la circulation méridienne, qui affectent également les distributions des composés chimiques transportés par les mouvements dynamiques.

Le bilan des principaux résultats de ce travail est présenté de manière synthétique dans ce chapitre, en insistant sur les points qui valident le 2D-CM et ceux qui doivent être améliorés.

### 4.8.1 En quoi ça valide ?

#### Structure thermique et dynamique

Un certain nombre de caractéristiques de la structure thermique observée est bien reproduit par le 2D-CM Titan, et en particulier, l'augmentation de la température de la haute stratosphère dans la région du pôle d'hiver est ainsi interprétée comme étant due au chauffage adiabatique au niveau de la branche descendante de la circulation méridienne moyenne. Le couplage fort entre la distribution des brumes, la circulation méridienne et la structure thermique est modélisé de manière réaliste.

La superrotation, avec de forts vents zonaux, est produite dans le 2D-CM, en accord avec les observations de Cassini/CIRS, Huygens/DWE et des occultations stellaires (Hubbard et al., 1993; Sicardy et al., 2006). Une circulation méridienne du type circulation de Brower-Dobson, transportant du moment cinétique vers le pôle d'hiver, permet de rendre compte du jet d'hiver très intense produit à haute latitude. Ce jet devient instable barotropiquement au niveau des flancs équatoriaux, générant ainsi des ondes (paramétrées dans le modèle bidimensionnel), qui redistribuent l'excédent de moment cinétique vers l'équateur (selon le mécanisme de Gierasch, 1975).

#### Distributions des composés dans les régions équatoriales et en moyenne globale

Globalement, les distributions chimiques dans les régions équatoriales sont bien représentées, bien qu'il faille garder à l'esprit que certains flux au sommet du modèle ont été ajustés pour palier la non-représentation des mécanismes de photodissociation chimique de l'atmosphère supérieure, situés au-delà des frontières du modèle et pour améliorer ainsi les abondances moyennes de certains composés dans l'atmosphère moyenne. L'enrichissement de l'éthylène dans la basse stratosphère à 15°S est expliqué par le transport dynamique depuis la région polaire d'hiver vers les basses latitudes et par le fait que ce composé ne condense pas.

#### Accumulation des composés au pôle d'hiver

Près du pôle d'hiver (vers 80°N), l'accumulation des composés chimique au pôle d'hiver est bien représentée dans le modèle. La variation saisonnière de cet enrichissement aux



hautes latitudes d'hiver, entre la période de Cassini et celle de Voyager est également correctement reproduite dans le 2D-CM : l'enrichissement des composés est légèrement plus fort après l'équinoxe de printemps nord (période de Voyager) que pendant le milieu de l'hiver nord (période de Cassini).

### 4.8.2 Les énigmes (dynamiques)

Même si les principaux mouvements d'ensemble sont relativement bien compris, quelques ombres demeurent avant de pouvoir dresser un tableau cohérent des mécanismes régissant l'atmosphère de Titan.

#### Hauteur de la brume

Quelques désaccords entre le modèle et les observations, notamment sur la structure thermique et l'intensité de la circulation méridienne engendrée, peuvent être expliqués par la structure modélisée de la brume, dont la fonction source est réglée pour reproduire les observations de Voyager, et par la mauvaise représentation de certains effets radiatifs de la mésosphère, mettant ainsi le doigt sur la limitation de l'extension vertical du modèle.

#### Minima d'abondance au pôle d'hiver

Même si l'accumulation des composés au pôle d'hiver est bien reproduit par le modèle, un profond désaccord persiste entre les profils verticaux observés et modélisés à ces hautes latitudes d'hiver, mettant en cause la description des mécanismes dynamiques du vortex polaire.

Certains composés ( $C_4H_2$ ,  $CH_3C_2H$ ) présentent un minimum d'abondance vers 0.05 mbar (vers  $\sim 350$  km) dans les profils verticaux observés alors que les profils modélisés sont bien mélangés sur toute la colonne d'atmosphère. Les profils modélisés montrent un fort minimum dans les distributions chimiques mais à plus basses latitudes, dans une région en dehors de l'influence du vortex polaire. Quand on augmente l'altitude de la zone de production des aérosols, l'extension latitudinale du vortex polaire est réduite et les minima d'abondances de la haute stratosphère, dans les profils verticaux de composés chimiques, sont alors modélisés à plus hautes latitudes. Il est également possible que des ondes planétaires de grande échelle soient présentes sur les bords du vortex polaire, produisant ainsi une variabilité longitudinale importante. Pour donner un exemple, ce type de variabilité est visible sur Terre dans le plan latitude-longitude par l'oscillation du jet stream, ce courant d'ouest qui encercle la planète à haute latitude et qui est associé à la présence d'ondes de Rossby (cf. section 1.4.1.II.A).

Une telle variabilité ne peut pas être étudiée dans un modèle bidimensionnel, et le passage à un modèle 3D permettra d'étudier de manière plus approfondie ce point.

#### Cellule secondaire (pôle d'été)

Dans l'hémisphère d'été, le modèle produit une cellule méridienne secondaire dans la basse stratosphère, qui maintient un enrichissement au niveau du pôle d'été et une région appauvrie en composés vers  $30^\circ$ . Cette cellule est couplée à l'enrichissement de la brume, qui est maintenue pendant l'été. La signature de cette cellule secondaire n'est pas présente dans les observations de Cassini/CIRS, alors que certaines observations plus anciennes avaient enregistré une accumulation d'éthylène au niveau du pôle sud pendant le printemps sud

bien avancé (Roe et al., 2004). Il est possible que certains mécanismes de mélange horizontal ne soient pas modélisés en raison de la nature bidimensionnelle du modèle. En dehors de cette région couverte par la cellule secondaire, les profils verticaux sont en bon accord avec les observations de Cassini/CIRS à 54°S.

#### 4.8.3 Résumé

Le modèle 2D de l'IPSL reproduit les principales caractéristiques du comportement global atmosphérique de Titan, pour deux saisons différentes : la saison de Voyager 1, durant l'équinoxe de printemps nord, et la saison de Cassini, pendant le milieu de l'hiver nord. C'est une confirmation importante que les processus dominants présents dans l'atmosphère complexe de Titan, ainsi que les couplages entre les vents, la structure thermique, la brume et la composition chimique, sont correctement modélisés.

Cependant, les quelques désaccords qui restent montrent les limites du modèle (la nature bidimensionnelle et la restriction sur l'étendue verticale du modèle), ainsi que l'absence possible de processus physiques dans le modèle (ondes planétaires qui ne sont pas paramétrisées, marées gravitationnelles, rôle de la topographie, etc.). La restriction à un modèle 2D est en particulier une source importante d'incertitudes, et des études plus approfondies devront être menées, après avoir développé une version 3D du modèle de circulation.



# Chapitre 5

## Vénus

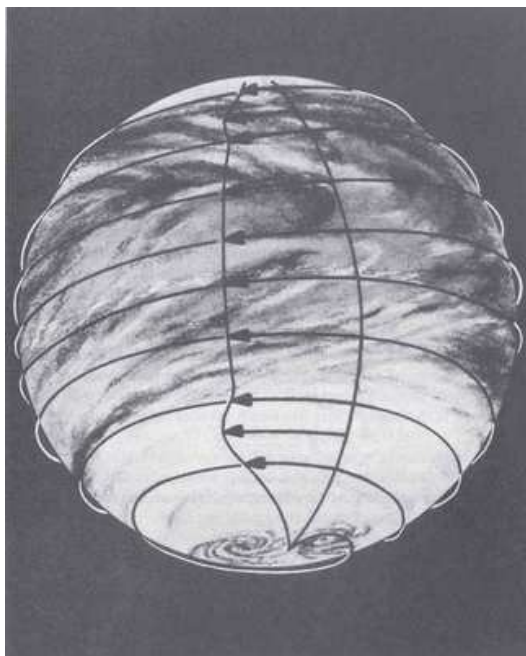
### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>176</b>
<b>5.2</b>	<b>Observations de l'atmosphère de Vénus avant Vénus Express</b>	<b>177</b>
5.2.1	Caractéristiques générales de Vénus en comparaison avec la Terre	178
5.2.2	Premières observations de la superrotation sur Vénus	179
5.2.3	Composition et structure thermique	182
5.2.4	Stabilité verticale de l'atmosphère	186
5.2.5	Informations sur le bilan radiatif	187
5.2.6	La circulation atmosphérique	188
5.2.7	Transport des composés chimiques secondaires (CO, OCS et H <sub>2</sub> O)	204
5.2.8	La surface	205
<b>5.3</b>	<b>Apport des observations de la mission Vénus Express (à partir de 2006)</b>	<b>207</b>
5.3.1	La mission	207
5.3.2	Les instruments à bord de Vénus Express et leurs rôles dans la compréhension de l'atmosphère de Vénus	208
5.3.3	Les grands résultats de la mission en quelques traits	208
5.3.4	Les questions en suspens	216
<b>5.4</b>	<b>Les MCGs de l'atmosphère de Vénus</b>	<b>216</b>
5.4.1	Les modèles vénusiens	216
5.4.2	Caractéristiques de la simulation Vénus utilisée	218
<b>5.5</b>	<b>Circulation moyenne modélisée</b>	<b>223</b>
5.5.1	Etablissement du régime de superrotation	223
5.5.2	Structure moyenne de l'atmosphère modélisée une fois équilibrée	224
<b>5.6</b>	<b>Mécanismes de transport du moment cinétique dans la simulation stabilisée</b>	<b>243</b>
5.6.1	Introduction	243
5.6.2	Distribution modélisée du moment cinétique	243
5.6.3	Transport moyen de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne et les ondes (en moyenne zonale et temporelle)	244
5.6.4	Instabilités dynamiques de l'écoulement (inertielle et barotrope)	246
5.6.5	Accélération du vent zonal moyen par la circulation moyenne résiduelle et les ondes avec les diagnostics des flux d'Eliassen Palm	247
5.6.6	Effets du cycle diurne et de la topographie sur le transport de moment cinétique	250

<b>5.7 Les ondes dans le modèle . . . . .</b>	<b>255</b>
5.7.1 Introduction . . . . .	255
5.7.2 Nature des ondes modélisées . . . . .	255
<b>5.8 Contribution des ondes à la superrotation dans le modèle Vénus</b>	<b>268</b>
5.8.1 Transport horizontal de moment cinétique par les ondes . . . . .	268
5.8.2 Transport vertical de moment cinétique par les ondes . . . . .	269
5.8.3 Contributions des marées thermiques à la superrotation . . . . .	272
5.8.4 Effet du cycle diurne sur le transport de moment cinétique par les ondes (surtout horizontal) . . . . .	272
5.8.5 Effet de la topographie sur le transport de moment cinétique par les ondes (surtout vertical) . . . . .	275
<b>5.9 Les traceurs passifs en tant que contraintes de la dynamique .</b>	<b>278</b>
5.9.1 Distribution des traceurs . . . . .	278
5.9.2 Transport des traceurs . . . . .	286
<b>5.10 Bilan . . . . .</b>	<b>287</b>
<b>5.11 Conclusions . . . . .</b>	<b>289</b>
<b>5.12 Perspectives . . . . .</b>	<b>291</b>

## 5.1 Introduction



**Figure 5.1** – *Superrotation du sommet des nuages vers l’ouest sur Vénus, observée par Mariner 10 (Schubert, 1982). Les flèches indiquent l’intensité des vents zonaux.*

La première chose qu’on voit en observant Vénus dans l’UV, c’est la rotation en 4 jours terrestres de la couche nuageuse qui couvre la planète alors que celle-ci ne tourne sur elle-même qu’en 243 jours terrestres (cf. Fig. 5.1). Ce phénomène, qui porte le nom savant de superrotation, nécessite pour l’expliquer de comprendre l’ensemble des mécanismes qui

gouverne l’atmosphère vénusienne : de la structure thermique aux mouvements dynamiques moyens et transitoires.

Différents mécanismes ont été proposés pour essayer d’expliquer ce phénomène sans avoir abouti à une conclusion définitive (cf. section 2.6). Ces mécanismes se différencient principalement par le type de transport de moment cinétique par les ondes qui domine : il peut s’agir d’un transport horizontal par les ondes comme dans le mécanisme de Gierasch (1975) et Rossow and Williams (1979) ou d’un transport vertical comme dans la théorie des marées thermiques de Fels (1977), pour n’en citer que deux. Le rôle des ondes dans le maintien de cette superrotation est donc un point clef pour la compréhension de ce phénomène atmosphérique.

Pendant cette thèse et dans le travail effectué sur Vénus, j’ai donc développé et validé les outils nécessaires à la compréhension de ce phénomène. Le Modèle de Circulation Général, encore en cours de développement, ne nous a malheureusement pas permis d’aboutir à des conclusions définitives, en raison de difficultés dans le développement du modèle qui n’ont pas été résolues dans le temps imparti. Néanmoins, les résultats obtenus avec les outils d’analyse que j’ai développés sont robustes d’une simulation à une autre et en bon accord avec l’ensemble des observations. Ces outils d’analyse permettront donc à terme, lorsqu’une simulation de référence satisfaisante sera disponible, de remplir les objectifs que nous nous étions fixés, à savoir :

- la validation du mécanisme de superrotation par l’étude des ondes
- l’utilisation des traceurs passifs, introduits dans le MCG, pour contraindre la circulation méridienne et les ondes

J’ai analysé une simulation de référence, obtenue à partir du modèle Vénus qui n’est pas encore satisfaisant, mais qui présente néanmoins le phénomène de superrotation. Cette analyse nous a permis de valider les outils développés en confrontant les résultats de cette simulation à l’ensemble des observations disponibles et en particulier celles toutes récentes de Venus Express. Le but de ce travail est de faire le lien entre les différents processus caractéristiques de l’atmosphère vénusienne pour les comprendre dans leur ensemble (système couplé) et de proposer un tableau de l’ensemble des mécanismes dynamiques qui gouvernent cette atmosphère : les nuages conditionnent le transfert radiatif, qui est lui-même lié à la structure thermique et donc aux vents et à la distributions des composés chimiques et des traceurs...

Dans une première partie, nous allons rappeler les principaux résultats observationnels, ce qui nous donnera une première image de l’atmosphère vénusienne, et nous amènera aux énigmes puis nous présenterons les résultats de l’analyse de la simulation Vénus que nous avons retenue.

## 5.2 Observations de l’atmosphère de Vénus avant Vénus Express

L’observation de la planète Vénus remonte à des temps ancestraux. Les babyloniens vers 1400 av JC, l’ont observée pendant plus de deux mille ans. Elle fut ensuite personnifiée

par les romains comme déesse de la beauté. Au début du 17<sup>ème</sup> siècle, le télescope inventé par Galiléo lui permis d'apporter une première preuve pour un système héliocentrique, par l'observation des phases de Vénus. Kepler, un peu plus tard prédit le premier transit de Vénus devant le Soleil, qui fut observé ensuite. Vers 1660, Christian Huygens montra à l'aide de son télescope qu'aucune marque était visible sur Vénus, l'amenant à se poser la question de l'existence possible d'une atmosphère. C'est lors du transit de 1761 que les astronomes mettent en évidence l'atmosphère épaisse de Vénus (Moore, 1959). Vers 1792, Schröter confirme la présence d'une atmosphère par l'observation d'un assombrissement au limbe.

### 5.2.1 Caractéristiques générales de Vénus en comparaison avec la Terre

Vénus est la planète la plus proche de la Terre, à la fois en terme de distance que de caractéristiques physiques, comme la taille et la densité (cf. Table 1.2). Les similarités entre ces deux planètes permettent de mieux comprendre la Terre, alors que les différences donnent plutôt des informations sur l'évolution du système solaire et des planètes. Les principales différences externes portent sur l'absence de satellite naturel pour Vénus, l'absence de champ magnétique planétaire mesuré et sur la très faible rotation solide de Vénus et son sens rétrograde (par rapport au spin de rotation du plan orbital) d'est en ouest, c'est à dire dans le sens opposé à la rotation de spin de la Terre. Vénus tourne sur elle-même plus lentement (en  $\sim 243$  jours terrestres) qu'elle ne fait le tour autour du Soleil ( $\sim 224.7$  jours terrestres). Il en résulte un jour solaire vénusien très long, de 117 jours terrestres environ. Le jour solaire est défini comme le temps mis par le Soleil pour revenir au méridien local (ou temps que met un point de la planète pour revenir au point subsolaire) :

$$\frac{360^\circ}{T_{\text{solaire}}} = \frac{360^\circ}{T_{\text{spin}}} + \frac{360^\circ}{T_{\text{orbit}}}$$

Ces caractéristiques physiques externes vont avoir un impact direct sur l'atmosphère : le jour solaire vénusien est suffisamment long pour que, dans la basse atmosphère, tout effet lié au mouvement relatif du Soleil par rapport à la surface de Vénus soit amorti (constante de temps radiative très grande dans la basse atmosphère) ; l'orbite quasi-circulaire (excentricité presque nulle) de Vénus et la très faible inclinaison de son axe de rotation ( $\sim 2^\circ$ ) conduisent à des effets saisonniers quasiment inexistantes ; Vénus gravite autour du Soleil à une distance de  $\sim 0.7$  UA (1 UA est la distance Terre-Soleil), correspondant à un flux solaire reçu deux fois plus fort que sur Terre.

Ces deux différences fondamentales entre l'atmosphère vénusienne et l'atmosphère terrestre peuvent être regroupées en deux grands mécanismes globaux :

- Les effets liés à la rotation solide dans l'atmosphère comme la force de Coriolis, qui contribue à la complexité de la dynamique atmosphérique terrestre, sont négligeables dans le cas de Vénus. Par exemple, il n'y a pas sur Vénus, la ceinture dépressionnaire observée sur Terre aux moyennes latitudes.
- L'autre point qui différencie fortement l'atmosphère de Vénus de celle de la Terre est le transfert radiatif : sur Vénus, le transfert radiatif est piloté par une atmosphère presque complètement opaque au visible (2-3% du rayonnement solaire atteint la surface) alors que l'atmosphère terrestre est transparente au rayonnement visible.

Ces deux moteurs sont à l'origine des différences dans la dynamique atmosphérique de ces deux planètes. Et même si les mécanismes atmosphériques de base sont les mêmes (stratification, convection, ondes, circulation méridienne, jets, etc.), leurs intensités vont être fortement différentes et les équilibres qui en résultent seront également modifiés. La dynamique de l'atmosphère vénusienne, par ses spécificités reste donc tout aussi, voire plus complexe à comprendre que celle de la Terre.

### 5.2.2 Premières observations de la superrotation sur Vénus

C'est la couche de nuages recouvrant Vénus qui a permis de mettre en évidence la rotation rapide de l'atmosphère, appelée superrotation. Observée au télescope depuis la Terre, Vénus présente en lumière visible, l'aspect d'un disque clair légèrement jauni et sur lequel n'apparaît aucune marque particulière. En revanche, les images prises dans l'UV depuis la Terre pour la première fois dans les années 1960 ont révélé la présence de marques sombres (Boyer and Camichel, 1961; Boyer, 1965; Boyer and Newell, 1967; Boyer and Guérin, 1966; Boyer and Guérin, 1969; Smith, 1967).

Ces marques observées au sommet des nuages (entre 70 et 80 km), forment un Y horizontal allongé centré sur l'équateur qui tourne avec un mouvement zonal rétrograde (par rapport à la rotation de la Terre) et une période d'environ 4-5 jours terrestres (cf. Fig. 5.2). Cela implique des vents très forts, de l'ordre de  $100\text{--}120\text{ m s}^{-1}$  (associée à une rotation de 4 jours terrestres), beaucoup plus rapides que la vitesse de rotation de la planète solide (environ  $2\text{ m s}^{-1}$ , associée à une période de 243 jours terrestres), qui avait été déduite des mesures radar. Le sommet de la couche de nuages tourne alors environ soixante fois plus vite que la planète solide. Une dépendance en latitude de la période de rotation a également été mise en évidence (Boyer and Guérin, 1969, avec une période qui pouvait atteindre 6 jours terrestres à partir de  $6^\circ$  et  $15^\circ$  de latitude). Un certain nombre d'observations depuis la Terre à la fin des années 60 ont toutes donné des résultats semblables (Guinot and Feissel, 1968). Des mesures spectroscopiques faites depuis la Terre (Traub and Carleton, 1971), obtenues par le décalage doppler des raies spectrales du  $\text{CO}_2$  ont fourni une vitesse moyenne de  $\sim 120\text{ m s}^{-1}$  (associée à une rotation de 4 jours terrestres).

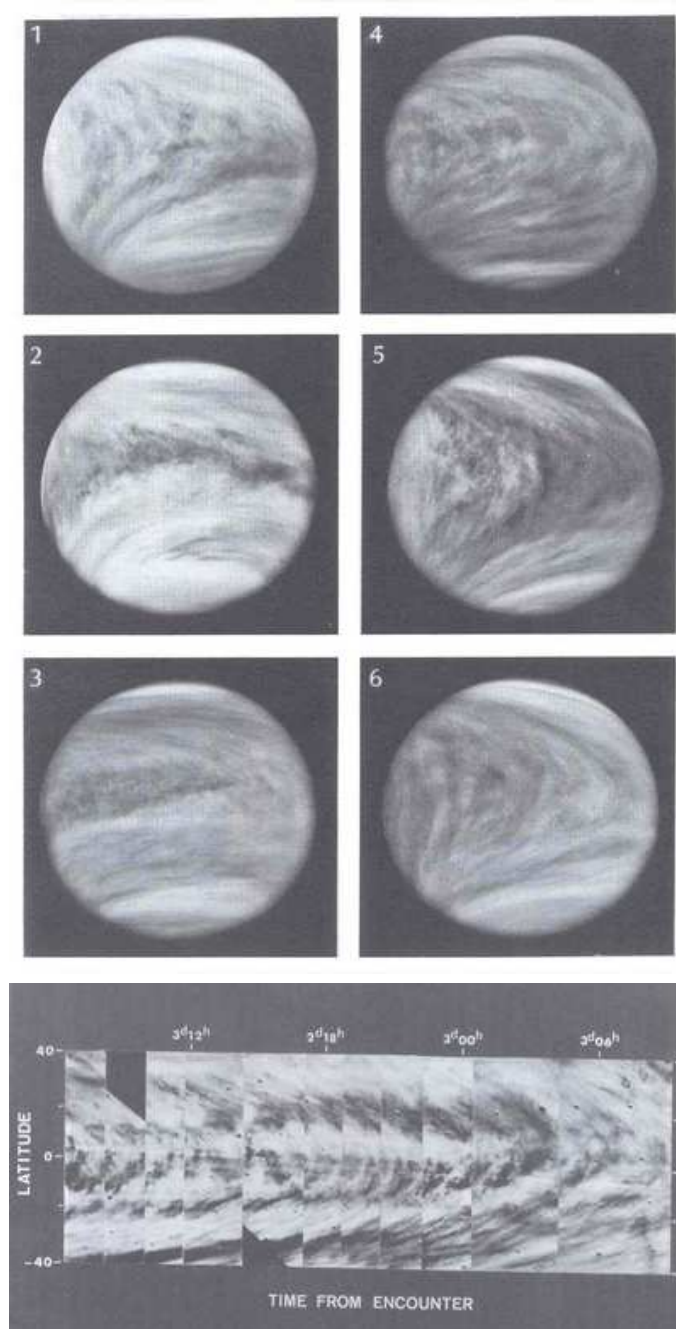
La semi-permanence de cette forme a ensuite été attribuée à des phénomènes d'ondes atmosphériques. Les observations de Mariner 10 dans l'UV en 1974 (Belton et al., 1976b,a) ont montré qu'elle traduisait la présence d'une onde planétaire se propageant vers l'ouest avec un nombre d'onde zonal 1 et une période de 4.2 jours terrestres, superposition d'une onde de Kelvin et d'une onde de Rossby.

Les sondes Pioneer Venus dans les années 1980 ont mesuré les vents par effet Doppler lors de leurs descentes dans l'atmosphère, fournissant des profils verticaux de vent zonal pour différents points du globe (Counselman et al., 1980). Les vents rétrogrades semblent varier fortement selon la verticale : les vitesses peuvent atteindre  $100\text{ m s}^{-1}$ , vers 65 km et  $\sim 1\text{ m s}^{-1}$  près de la surface. Les observations de Galileo lors de son passage devant Vénus en 1990, ainsi que les autres missions qui suivirent ont toutes fourni les mêmes ordres de grandeur du vent zonal.

L'ensemble des missions Vénus est résumé sur la Table 5.6 en annexe ?? (Hunten et al., 1983).



Comprendre ce phénomène de superrotation est devenu alors un enjeu majeur pour les atmosphériciens. Pour comprendre ce phénomène, il faut comprendre l'ensemble des mécanismes qui gouvernent l'atmosphère de Vénus : de la structure thermique aux transports d'énergie et de moment cinétique, des mouvements de petites aux grandes échelles, ainsi que les interactions entre ces différentes composantes...



**Figure 5.2** – En haut : vue d'ensemble de la superrotation des nuages en 4 jours terrestres sur Vénus, observée par Mariner 10 dans l'UV au sommet des nuages (Rossow et al., 1980). En bas : vue locale de la forme de “y couché” persistante par une série d'images UV prises par Pioneer Venus (intervalles de 1 jT sur 4 jT). Le “Y couché” indique la présence d'une onde planétaire de grande échelle qui suit l'écoulement moyen (la superrotation), donnant ainsi une mesure approximative de la période de rotation de l'atmosphère (Belton et al., 1976b).

### 5.2.3 Composition et structure thermique

#### A) Composition chimique

C'est en 1932 que le  $\text{CO}_2$  a été identifié pour la première fois par observation de bandes d'absorption dans le proche IR (Adams and Dunham, 1932). D'autres composés ont ensuite été détectés par spectroscopie infrarouge, comme  $\text{CO}$ ,  $\text{HCL}$ ,  $\text{HF}$ , mais c'est en 1967, que les abondances des principaux constituants furent mesurées précisément par la sonde Venera 4. Les abondances principales dérivées des données Pioneer Venus et des sondes Venera sont reportées dans la Table 5.1. L'atmosphère de Vénus est donc oxydante, composée principalement de  $\text{CO}_2$ , et de seulement 3% de  $\text{N}_2$ , ce qui la distingue fortement de l'atmosphère terrestre.

Molécules	Rapports de mélange	Altitudes (km)	Références
$\text{CO}_2$	$96.5 \pm 0.8 \%$		
$\text{N}_2$	$3.5 \pm 0.8 \%$		
He	$12 \pm 24 \text{ ppm}$		
Ne	$7 \pm 3 \text{ ppm}$		
Ar	$70 \pm 3 \text{ ppm}$		
Kr	$0.7 \pm 0.35 \text{ ppm}$		
CO	$23 \pm 5 \text{ ppm}$	36	Pollack et al. (1993)
$\text{H}_2\text{O}$	$30 \pm 10$	10-40	Pollack et al. (1993)
	10 ppm	0	Donahue and Hodges (1992)
	$50 \pm 20 \text{ ppm}$	10	Ignatiev et al., 1996
	10 ppm	55	Donahue and Hodges (1992)
	1-30 ppm	55-65	Moroz et al. (1990)
	$3 \pm 1 \text{ ppm}$	65-85	Encrenaz et al. (1991); Encrenaz et al. (1995)
$\text{SO}_2$	$22 \pm 3 \text{ ppm}$	12	Bertaux et al. (1996)
	$130 \pm 40 \text{ ppm}$	35-45	Bezard et al. (1990)
	$180 \pm 10 \text{ ppm}$	37-52	Pollack et al. (1993)
	3-20 ppm	62	Zasova et al. (1993)
	0.02-2 ppm	69	Zasova et al. (1993)
	3 ppm	<20	
HCL	$0.48 \pm 0.12 \text{ ppm}$	23.5	Pollack et al. (1993)
HF	0.001-0.005 ppm	33.5	Pollack et al. (1993)

**Tableau 5.1** – Table des abondances sur Vénus (sous 100km). Les premiers composés sont supposés constants avec l'altitude et les suivants correspondent aux constituants secondaires dont le rapport de mélange varie avec l'altitude, selon la “International Reference of Venus Atmosphere” (Moroz and Zasova, 1997).

#### B) Les nuages

Sur la voûte celeste, Vénus est l'objet le plus brillant après le Soleil et la Lune. Apparaissant toujours à côté du Soleil (c'est à dire le matin ou le soir) et en raison de sa grande luminosité, elle était surnommée “l'étoile du matin”, “l'étoile du soir” ou encore “l'étoile du berger”. Cette caractéristique provient de la forte réflexion de la lumière solaire par l'épaisse couche de nuages qui couvre toute la planète.

Cette épaisse couche nuageuse s'étend de 50 km environ jusqu'à 70 km et présente une densité relativement faible en comparaison avec les nuages terrestres.

Les nuages sont principalement constitué d'acide sulfurique (à environ 75%) et d'un peu d'eau (~25%). L'acide sulfurique se forme à partir de l'eau et de l'anhydride sulfureux ( $\text{SO}_2$ ), qui proviendrait peut-être d'une activité volcanique.

Des pluies fréquentes d'acide sulfurique se produisent dans la basse atmosphère de Vénus. Les gouttes se forment dans les nuages (entre environ 48 et 58 km d'altitude) pour arriver vers 30 km, où elles se réévaporent en raison des températures élevées.

### C) Les aérosols

La couche de nuages est entourée d'une couche d'aérosols. La couche supérieure d'aérosols qui s'étend de 70 à 90 km environ est vraisemblablement constituée de gouttelettes d'acide sulfurique mais de dimensions plus petites que dans les nuages (de l'ordre de  $0.25 \mu\text{m}$ ). La taille de ces aérosols et leur nature rappellent sur Terre, la couche d'aérosols d'origine photochimique appelée "couche de Junge", qui entoure en permanence la Terre vers 18 km d'altitude.

### D) La structure thermique sur Vénus

L'épaisse couverture nuageuse de Vénus induit un albédo élevé (~0.76, 2.5 fois plus élevé que sur Terre), ce qui est plus que ce qu'il faut pour compenser le double de flux solaire reçu à la distance de Vénus par rapport à la Terre. L'atmosphère de Vénus absorbe également moins de rayonnement visible que la Terre (~150  $\text{W m}^{-2}$  de solaire absorbé sur Vénus contre ~240  $\text{W m}^{-2}$  sur Terre). C'est sur ce raisonnement simple que les premiers scientifiques étudiant Vénus s'attendaient à trouver une température de surface relativement proche de celle de la Terre. La vision populaire donnait une image de Vénus avec des océans, des déserts et des jungles. Lorsqu'en 1934, Adams (1934) montra que l'atmosphère de Vénus était essentiellement constituée de dioxyde de carbone, l'engouement populaire alla même jusqu'à imaginer des océans dans lesquels seraient dissous du dioxyde de carbone, comme dans du "Sprite"... A cela s'ajoute la première mesure de température de brillance en 1924, qui indiquait une température au sommet des nuages proche de 240 K (Pettit and Nicholson, 1924).

Dans les années 1950, grâce aux mesures de télescopes radios, la première mesure de la température de surface est rendue possible. Aux longueurs d'onde de quelques centimètres, les photons émis par la surface traversent la couche nuageuse sans être absorbés et l'intensité correspondante peut être mesurée. Les premiers résultats donnèrent une température d'environ 600 K, beaucoup trop élevée pour permettre la présence d'eau liquide et de plantes (Mayer et al., 1960).

La mission Mariner 2 en 1962 confirma ce résultat, en démontrant que l'intense rayonnement venait bien de la surface et non d'une source non thermique de l'ionosphère. Ensuite, les sondes Venera (début 1967), qui furent les premières à se poser à la surface, confirmèrent une température de surface de l'ordre de 730 K, avec une pression cent fois plus élevée que sur Terre.

#### a) Pourquoi fait-il si chaud à la surface de Vénus ?

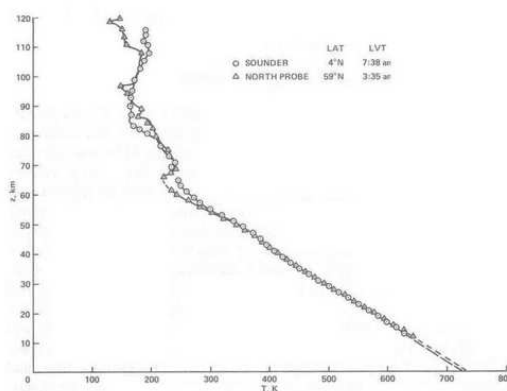
Ce n'est plus un scoop et c'est bien sûr en raison d'un important effet de serre qu'on peut expliquer la haute température de la surface. La première suggestion d'un rôle possible de l'effet de serre dans l'atmosphère de Vénus principalement constituée de  $\text{CO}_2$  a été formulée

en 1940 par Wildt (1940). Après les mesures radio de 1950, l'effet de serre est clairement identifié comme responsable de la température de surface observée et peut s'expliquer par la présence d'absorbants, en plus du  $\text{CO}_2$  et de la vapeur d'eau (Sagan, 1960).

Le flux thermique atteignant la surface en provenance de l'intérieur ayant été estimé à  $0.06 \text{ W m}^{-2}$ , cet apport est négligeable en comparaison du flux solaire incident à la surface ( $\sim 17 \text{ W m}^{-2}$ ). La température de la surface a donc surtout une origine solaire. Cependant, ce flux solaire disponible à la surface est très insuffisant pour atteindre une température de surface de 735 K, car il conduit à une température d'au plus 240 K (température effective). Le mécanisme de l'effet de serre a donc été introduit, pour prendre en compte les propriétés de l'atmosphère (cf. section 3.5.1). Dans la troposphère, l'atmosphère ne peut pas se refroidir vers l'espace, à cause de la grande opacité des couches de nuages et du  $\text{CO}_2$  qui la recouvrent. L'effet de serre se produit donc : les rayonnements de courte longueur d'onde chauffent la basse atmosphère plus facilement que les rayonnements de grande longueur d'onde la refroidissent, permettant ainsi d'élever la température au-delà de sa valeur effective calculée sans atmosphère. Un nouvel équilibre est alors atteint mais à plus haute température. Cet effet est particulièrement fort sur Vénus, où la température de surface doit monter jusqu'à 735 K pour forcer suffisamment le refroidissement vers l'espace et ainsi équilibrer le peu d'énergie solaire qui atteint la surface.

Aujourd'hui, l'origine de cet effet de serre n'est pas encore clairement compris : pourquoi l'équilibre thermique sur Vénus se fait à si haute température ? On sait que les opacités dans l'infrarouge du dioxyde de carbone, de la vapeur d'eau et de l'anhydride sulfureux ont un rôle important, mais d'autres processus sont également examinés : Bullock and Grinspoon (1996), sur l'idée de Urey (1952), remarquent que des réactions chimiques entre le dioxyde de carbone de l'atmosphère et les carbonates et silicates de la croûte s'équilibrent à hautes température et pression, ce qui pourrait expliquer la température élevée de la surface. Mais le problème reste non résolu (Hashimoto et al., 2005).

#### b) Structure thermique verticale



**Figure 5.3** – Profil vertical de température mesuré par les sondes Pioneer Venus (en K) (Seiff et al., 1980).

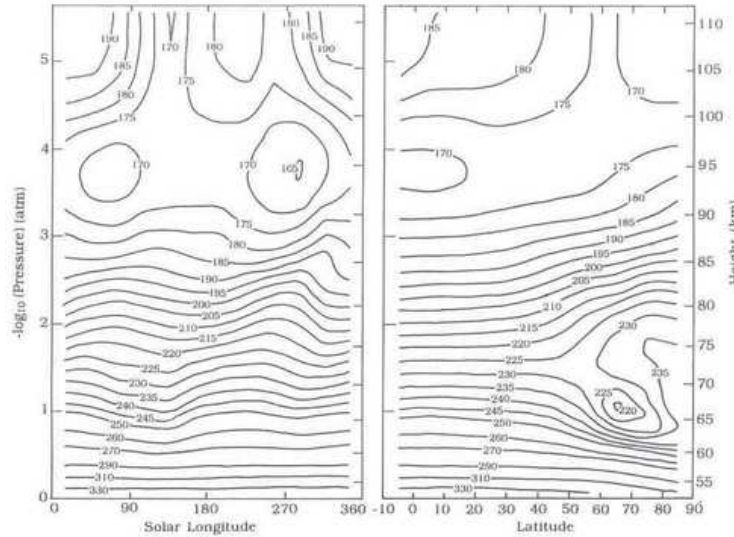
Le profil vertical de température dans l'atmosphère vénusienne a été observé par les

sondes Pioneer Venus en 1978 à 4 endroits différents (équateur au terminateur du matin, à  $60^\circ\text{N}$  et les sondes jour et nuit à  $30^\circ\text{S}$ ) (cf. Fig. 5.3) (Seiff et al., 1980), par les sondes Venera puis par Magellan en 1989. Toutes ces missions ont obtenu une structure verticale de la température sur Vénus qui ne présente pas de stratosphère, comme on a sur la Terre et Titan. Sur Terre, la stratopause est due à une couche d'absorption forte du rayonnement solaire par l'ozone. Sur Titan, l'absorption se fait par la couche principale de brume (maximum d'absorption solaire vers 300 km au sommet de la couche de brume). Vénus présente donc une troposphère, qui s'étend de la surface jusque vers 70 km environ (au sommet des nuages) et une mésosphère au-dessus.

Dans la mésosphère, la température devient constante avec l'altitude à partir de 80 km environ. Cela a été expliqué par le fait que l'atmosphère à ces altitudes devient optiquement fine : chaque couche tend à s'équilibrer à la même température, déterminée par l'équilibre entre le refroidissement vers l'espace et l'absorption du flux IR montant depuis la surface et la troposphère, si on considère que l'absorption solaire se fait plus bas et est négligeable à ces hautes altitudes.

A plus hautes altitudes, dans la thermosphère, la température présente une grande variabilité jour/nuit.

c) Structure thermique méridienne observée (au-dessus de 50 km)



**Figure 5.4** – *Structure thermique méridienne (à droite) (Schofield and Taylor, 1983) et en fonction de  $L_s$  (dans un repère fixe par rapport au soleil) (à gauche) (Schofield and Taylor, 1983), observées par les sondes Pioneer Venus dans la moyenne atmosphère (au-dessus de 50 km) (en K). Une marée thermique semi-diurne apparaît clairement sur la figure de gauche vers 95 km. Sur la figure de droite, le pôle nord est plus chaud que l'équateur sous  $\sim 70$  km et l'inverse se produit au-dessus. La présence d'un "collier froid" entre 65-70 km et vers  $60^\circ\text{N}$  est bien visible.*

L'orbiteur Pioneer Venus (PVO) a pu mesurer des profils de température de l'atmosphère moyenne (au-dessus de 1 bar, soit environ 50 km) à l'aide d'un radiomètre infrarouge.

Les Figures 5.4 montrent les cartes de température méridienne et en longitude reconstituées à partir de ces mesures (Schofield and Taylor, 1982). Au-delà de 1 bar (vers 50 km), la structure méridienne de la température est obtenue par reconstruction à partir des données radio et d'émission thermique.

**Carte altitude-longitude de température.** Sur la Figure 5.4.a est représentée la carte altitude/longitude de la température. Il y a de très faibles variations longitudinales de la température autour de 1 bar, mais à plus haute altitude, à mesure que la densité décroît, une variation semi-diurne très nette apparaît, avec une amplitude d'environ 5 K vers 10 mbar ( $\sim 80$  km). Cette carte est très importante car elle permet de caractériser la présence de marées thermiques dans l'atmosphère de Vénus. Des mesures similaires effectuées avec des spectres infrarouges de Venera 15 en 1983 ont donné les mêmes résultats (Schaefer et al., 1987).

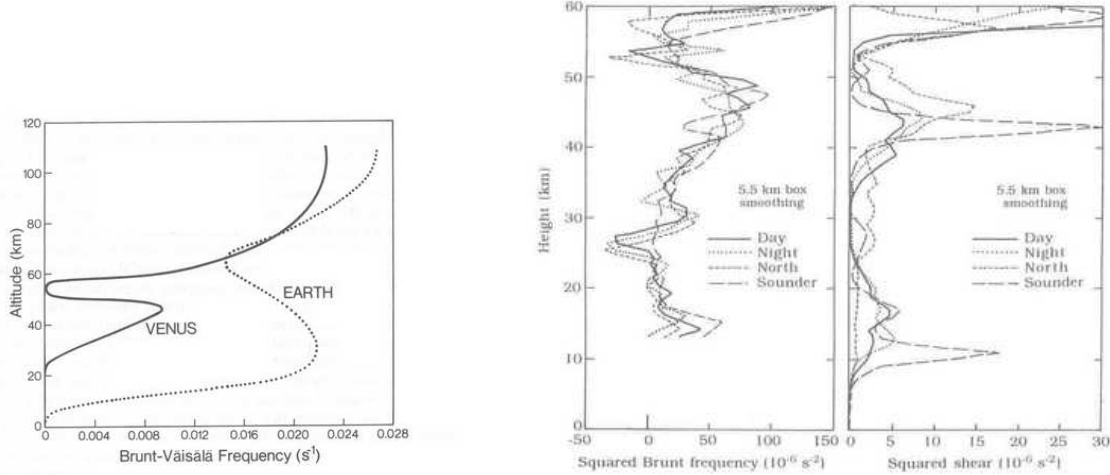
**Carte méridienne (latitude-altitude) de température.** La carte méridienne de température (cf. Fig. 5.4.b), jointe à la structure méridienne du vent zonal (cf. section 5.2.6) donne des informations précieuses sur l'équilibre cyclostrophique qui se produit dans l'atmosphère de Vénus. Dans la basse atmosphère (en-dessous de 60 km environ), les gradients latitudinaux de température sont faibles et négatifs (température variant de 1-2%), alors qu'au-delà de 70 km environ, les pôles sont plus chauds que l'équateur (Schubert et al., 1980a,b). Une telle structure est liée au fort vent zonal de la basse atmosphère et au faible vent de la haute atmosphère, en raison de l'équilibre cyclostrophique (cf. section 1.4.1.II.C).

Une autre caractéristique importante est la présence d'un collier froid dans la couche intermédiaire (entre environ 60 et 70 km) vers  $60-70^\circ$ . Ce collier froid correspond à une circulation d'air froid autour des pôles, environ 20 K en-dessous de la température du milieu environnant à la même altitude. La structure thermique à hautes latitudes est fortement liée à la dynamique du vortex polaire (cf. section 5.2.6).

#### 5.2.4 Stabilité verticale de l'atmosphère

Les questions de stabilité de l'atmosphère de Vénus ont été beaucoup étudiées, notamment avec les résultats des sondes Pioneer Venus (1978). Le profil vertical de température potentielle a été obtenu à partir de tables de température et de pression données par Seiff et al. (1980) à partir des observations de Pioneer Venus. Les sondes russes Venera ont également obtenu les mêmes profils (Avduevsky et al., 1976). Ces missions ont montré que l'atmosphère de Vénus est très stratifiée de 28 km jusqu'à très haute altitude sauf dans une couche comprise entre 50-55 km où le profil thermique est proche du profil adiabatique. La stratification verticale de l'atmosphère est similaire en tous points du globe. Par la suite, les expériences ballons de Vega en 1985, qui ont effectué un survol du tiers de la planète dans la couche de nuages (vers 50-55 km), ont confirmé que cette région est très peu stable (Crisp et al., 1990).

Les profils verticaux du carré de la fréquence de Brunt Väisälä (écart au profil adiabatique, cf. section 1.4.1.I.A) et du carré du cisaillement horizontal ont été déduits de ces observations. Le premier évalue la stabilité due à la convection alors que le second donne



**Figure 5.5** – *A gauche : fréquence de Brunt Väisälä dans l’atmosphère vénusienne, comparée à la Terre (en  $s^{-1}$ ) (Schubert, 1982). L’image a été faite à partir du profil adiabatique et des données de température de Seiff et al. (1980). Au milieu : détails de la fréquence de Brunt Väisälä au carré mesurée par les sondes Pioneer Venus (en  $10^{-6} s^{-2}$ ). A gauche : carré du cisaillement vertical du vent mesurée par les sondes Pioneer Venus (en  $10^{-6} s^{-2}$ ) (Gierasch et al., 1997a).*

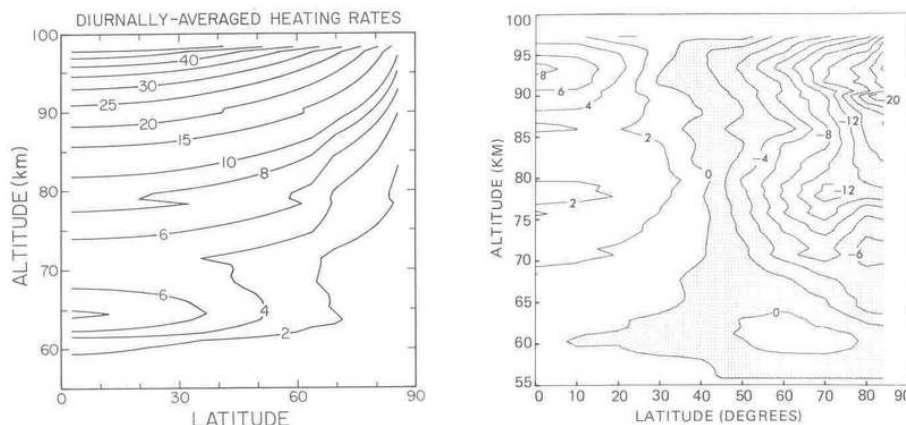
la stabilité due à la viscosité. Une corrélation forte apparaît entre ces deux profils (cf. Figs. 5.5) : deux couches, entre 20 et 35 km environ et autour de 50-55 km sont clairement instables et avec un faible cisaillement vertical (Gierasch et al., 1997a). La Figure 5.5.a compare la fréquence de Brunt-Väisälä terrestre avec celle vénusienne : on voit que l’atmosphère terrestre est globalement plus stable du point de vue de la convection que l’atmosphère vénusienne de la surface jusque vers 60 km. L’écart au profil adiabatique mesuré par les sondes Pioneer Venus et Vega, qui est représenté sur la Figure 5.5 de la section 5.5.2, montre également une zone très instable dans les premiers 8 km, ce qui n’est pas étonnant étant donné que tout chauffage radiatif à la surface destabilise généralement les couches limites planétaires (Goody et al., 1989).

Le nombre de Richardson (cf. équation 1.68) a également été évalué à partir des observations Pioneer Vénus. C’est un bon indicateur de la présence d’instabilités de cisaillement, appelées instabilités de Kelvin Helmholtz (pour un  $Ri < 1/4$ ) (cf. section 1.6.1). Le même découpage que pour l’instabilité convective apparaît donc, avec probablement deux ou trois couches instables prises “en sandwich” dans des couches plus stables.

### 5.2.5 Informations sur le bilan radiatif

Les mesures de l’émission net infrarouge et de l’énergie solaire réfléchie faites par l’Orbiteur Pioneer Venus ont confirmé que le sommet de l’atmosphère est à l’équilibre thermique. Les sondes Pioneer Venus ont pu mesurer lors de leurs descentes dans l’atmosphère les flux solaires montants et descendants de 64 km environ jusqu’à la surface (Tomasko et al., 1980a). Ces résultats ont permis d’évaluer le profil vertical d’énergie solaire absorbée : plus de la moitié du chauffage solaire se fait par absorption du rayonnement solaire entre 50 et





**Figure 5.6** – Cartes méridiennes modélisées qui s'appuient sur la structure thermique observée par Pioneer Venus. A gauche : taux de chauffage au-dessus de 55 km, dans l'hémisphère nord (en K/j) (Crisp, 1986). A droite : taux de chauffage net (taux de chauffage absolu moins le taux de refroidissement) (en K/j) (Crisp and Titov, 1997).

70 km, et en majorité par un absorbant UV inconnu (Crisp, 1986).

Le taux de chauffage solaire absolu (en moyenne diurne), au-dessus de 50 km, modélisé par Crisp (1986) à partir des observations de Pioneer Venus est représenté sur la Figure 5.6.a. Le taux de chauffage net (taux de chauffage absolu plus le taux de refroidissement infrarouge) est présenté sur la Figure 5.6.b. Au-dessus de 55 km, les régions équatoriales présente très clairement un excédent d'énergie par rapport aux hautes latitudes (au-delà de 50° de latitude).

Globalement, le moteur radiatif des mouvements de grande échelle dans la basse atmosphère est relativement bien compris : les gradients horizontaux de température étant faibles, la contribution majeure aux variations horizontales du chauffage net vient de la variation de l'insolation, selon les résultats des sondes Pioneer Venus (Tomasko et al., 1985).

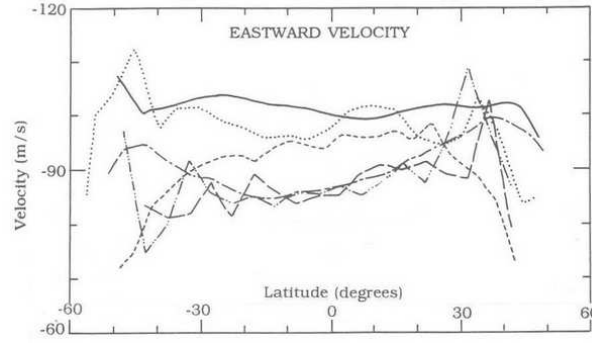
Les faibles variations latitudinales de température s'expliquent par l'efficacité du transport de chaleur latente et de chaleur sensible de l'équateur vers les pôles. Cela n'est pas seulement dû au fait que la capacité thermique massique est grande ( $C_p \sim 1000 JK^{-1} kg^{-1}$  dans la basse atmosphère de Vénus, proche de la valeur terrestre), mais aussi parce que la turbulence est probablement faible, permettant à l'advection de la température d'être plus efficace (Crisp and Titov, 1997).

Sur Terre, la convection dans la troposphère transporte de l'énergie vers la base de la stratosphère. Sur Vénus, ce niveau se fait à la tropopause vers 60 km, où un fort refroidissement radiatif se produit.

## 5.2.6 La circulation atmosphérique

### A) Circulation zonale

**Variations latitudinales du vent zonal observé.** Les missions Mariner 10 (1974) (Limaye and Suomi, 1981), Pioneer Venus (Limaye and Suomi, 1981; Limaye et al., 1982,



**Figure 5.7** – Profils latitudinaux du vent zonal rétrograde (en  $\text{m s}^{-1}$ ) observés vers 70 km en moyenne sur la partie éclairée de Vénus par Mariner 10 en 1974 (Limaye and Suomi, 1981), par Pioneer Venus en 1979, 1982, 1980 et 1983 (Limaye et al., 1982, 1988; Belton et al., 1991), et par Galileo en 1990 (Belton et al., 1991).

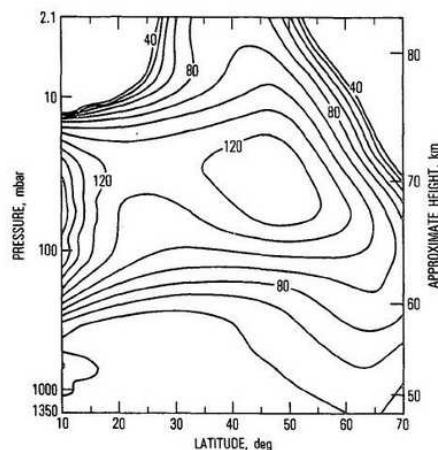
1988; Belton et al., 1991) et Galileo (1990) (Belton et al., 1991) ont mesuré dans l'UV par suivi du déplacement des nuages, les variations latitudinales du vent zonal pour une altitude d'environ 70 km ( $\sim 40$  mbar). Les profils latitudinaux obtenus correspondent à des moyennes sur le disque éclairé du vent zonal et ne représentent donc peut-être pas tout à fait le vent zonal moyen. En effet, il était suggéré à l'époque qu'une marée thermique pouvait avoir une amplitude atteignant une dizaine de mètres par seconde (Del Genio and Rossow, 1990; Newman and Leovy, 1992)(cf. section 1.5.1). Ces profils sont également moyennés sur plusieurs jours terrestres, et il a été noté que des variations temporelles apparaissaient au sein d'une même série de mesures (Rossow et al., 1990).

Sur la Figure 5.7 sont représentés les profils latitudinaux du vent zonal observés vers 70 km par ces différentes missions. Les vents zonaux obtenus varient entre environ 70 et 110  $\text{m s}^{-1}$  de l'équateur à 50° pour les différentes époques correspondantes aux différentes missions (Rossow et al., 1990). Le vent zonal mesuré est rétrograde (vers l'est, dans le même sens que la rotation solide) quelques soient les latitudes. Il décroît à plus hautes latitudes pour s'annuler au niveau des pôles. L'atmosphère de Vénus est quasiment en rotation solide.

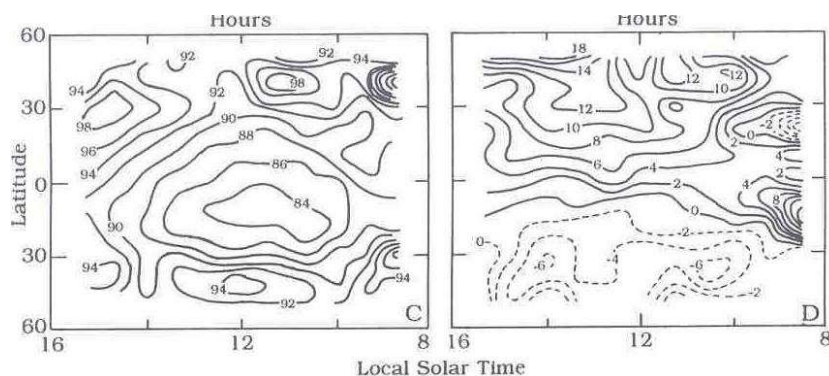
Utilisant la relation du vent thermique (cf. section 1.4.1.II.D), Walterscheid et al. (1985) déduit une carte méridienne (latitude-altitude) du vent zonal à partir des mesures radio de Pioneer Venus (Seiff et al., 1980)(cf. Fig. 5.8). Le vent zonal serait maximum vers 70 km entre 40° et 50° de latitude (dans les 2 hémisphères) avec  $u \sim 120 \text{ m s}^{-1}$ . Le vent zonal décroît ensuite à mesure qu'on monte en altitude. Les auteurs suggèrent que cette décroissance est due à la dissipation d'ondes de marées thermiques se propageant verticalement.

A l'aide d'un modèle semispectral, Newman et al. (1984) établissent une carte méridienne (latitude-altitude) du vent zonal dans l'hémisphère nord, à partir des données Pioneer Venus. Il confirme la présence de jets plus forts au-dessus des nuages vers 65 km à 40° de latitude, qui atteindrait  $\sim 120 \text{ m s}^{-1}$ . Ils obtiennent également les profils latitudinaux du vent zonal à différentes altitudes et à l'échelle du globe. Il constate alors la présence de jets dans les deux hémisphères, plus ou moins marqués selon les altitudes : le plus fort se situe au-dessus des nuages (vers 70 km) à 50-55° avec  $u \sim 140 \text{ m s}^{-1}$ , un autre à 15°, à 65 km avec  $u \sim 100 \text{ m s}^{-1}$  et un jet plus faible à 60 km vers 70° avec  $u \sim 95 \text{ m s}^{-1}$ .

On peut remarquer que le vent zonal cyclostrophique issu des calculs de vent thermique



**Figure 5.8** – Carte méridienne du vent zonal déduit des observations Pioneer Venus à l'aide de l'équation du vent thermique (en  $m s^{-1}$ ) (Walterscheid et al., 1985).



**Figure 5.9** – Vents (moyennés dans le temps) observés dans le plan latitude- $L_s$ , au sommet des nuages (mesures de Del Genio and Rossow, 1990) (en  $m s^{-1}$ ). À gauche : vent zonal. À droite : vent méridien (positif vers le nord).

est systématiquement plus fort que dans les profils latitudinaux observés vers 70 km.

**Structure horizontale (latitude- $L_s$ ) du vent zonal dans les nuages.** Des cartes donnant les variations latitudinales et longitudinales du vent zonal moyenné dans le temps ont été obtenues à partir des observations Pioneer Venus au sommet des nuages (cf. Figs. 5.9) (Del Genio and Rossow, 1990). D'autres observations, effectuées à d'autres périodes, ont ensuite donné des résultats similaires (Limaye, 1987a,b; Del Genio and Rossow, 1990). Cette carte montre un vent zonal légèrement plus faible dans les régions équatoriales (d'une dizaine de mètres par seconde) par rapport aux hautes latitudes.

**Structure verticale du vent zonal.** Les profils verticaux du vent zonal, obtenus par les sondes de descente Pioneer Venus (Counselman et al., 1980), ont été une révolution majeure pour la mise en évidence du phénomène de superrotation, car ils montrent que ce phénomène s'étend à toute l'atmosphère : la superrotation commence près de la surface

avec des vents zonaux faibles (quelques mètres par seconde) pour atteindre une centaine de mètres par seconde au sommet des nuages (vers 70 km). L'écart entre les latitudes peut atteindre au plus une vingtaine de mètres par seconde. Au-dessus des nuages, les modèles dynamiques prédisent un vent zonal décroissant avec la pression, en équilibre avec la structure thermique qui, à ces altitudes, fait apparaître des pôles plus chauds que l'équateur. Vers 95 km, les vents zonaux redeviennent presque nuls (Taylor, 1980; Taylor et al., 1981).

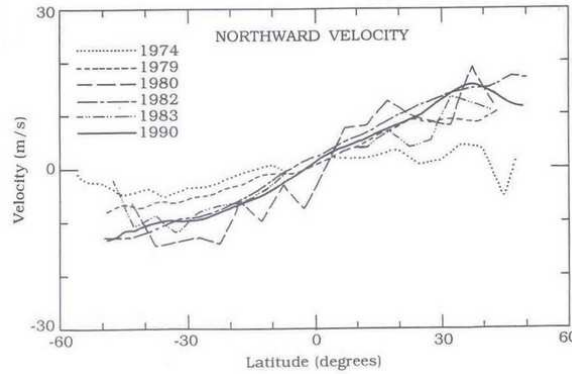
## B) La circulation méridienne

Trois régions se distinguent dans l'étude de la circulation méridienne : une région située dans les nuages (entre  $\sim 50$  et 70 km) qu'on appellera "moyenne atmosphère" ; une région située en dessous des nuages, appelée "basse atmosphère" et la région située au-dessus des nuages, qui correspond à la mésosphère.

a) Circulation type cellules de Hadley dans les nuages (entre  $\sim 50$  et 70 km) :

### Une circulation axisymétrique

Des mouvements d'ensemble ont été observés par les différentes missions dans la couche de nuages. En particulier, une migration des structures UV au sommet des nuages, s'éloignant de l'équateur et se dirigeant vers les pôles dans la direction méridienne a été observée, avec des vitesses moyennes de l'ordre de  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Des observations dans l'infrarouge par Galileo/NIMS ont détecté les mêmes mouvements.



**Figure 5.10** – Profils latitudinaux du vent méridien (en  $\text{m s}^{-1}$ ) observé vers 70 km en moyenne sur la partie éclairée de Vénus par Mariner 10 en 1974 (Limaye and Suomi, 1981), par Pioneer Venus en 1979, 1982, 1980 et 1983 (Limaye et al., 1982, 1988; Belton et al., 1991), et par Galileo en 1990 (Belton et al., 1991), regroupés sur une figure de Gierasch et al. (1997a).

**Variations latitudinales du vent méridien observé.** Les profils latitudinaux du vent méridien ont été mesurés par les différentes missions de la même manière que pour le vent zonal (cf. section 5.2.6). Ils sont représentés sur la Fig. 5.10. Ces mesures sont d'un grand intérêt pour la caractérisation d'une circulation méridienne du type Hadley : au sommet des nuages, on observe par le déplacement des structures nuageuses un vent méridien dirigé vers les pôles depuis l'équateur, indicatif de la présence de la branche supérieure de cellules

de Hadley. Ces cellules de Hadley seraient situées dans les nuages (entre 50 et 70 km environ).

Le vent méridien a une intensité qui varie entre  $\sim 0$  et  $15 \text{ m s}^{-1}$  de l'équateur à  $50^\circ$  de latitude. Il y a également une relative homogénéité du gradient latitudinal du vent méridien aux différents endroits de mesure.

**Carte horizontale (latitude-Ls) du vent méridien dans les nuages.** On retrouve sur la Figure 5.9.b de la section 5.2.6.A que, globalement, les mouvements méridiens se font vers les pôles de part et d'autre de l'équateur.

La symétrie nord/sud n'est pas parfaite et la démarcation entre le changement de sens des vitesses se fait plutôt vers  $15^\circ\text{S}$ . Dans les régions équatoriales, il y a également une forte asymétrie pour  $L_s \sim 9^\circ$ , qui est peut-être due à la topographie (massif d'Aphrodite Terra), induisant localement vers  $30^\circ$  nord et sud des vitesses méridiennes dirigées vers l'équateur. Cette structure pourrait jouer, localement, un rôle important dans le transport de moment cinétique.

L'impression générale qui ressort de ces observations est la présence de deux grandes cellules, une dans chaque hémisphère, avec une branche ascendante dans les régions équatoriales où l'atmosphère présente un excès de chaleur, et des branches descendantes aux pôles. La circulation se ferait à peu près horizontalement, vers les pôles dans la branche supérieure au sommet des nuages (vers 60-70 km) et probablement vers l'équateur dans la branche retour (vers 50 km environ), même si cette partie n'a pas été observée. Ce type de circulation ressemble donc fortement à une circulation type Hadley sur Terre. Cette circulation se met en place pour redistribuer l'excédant d'énergie des régions équatoriales vers les plus hautes latitudes (cf. section 1.4.1.I.B). C'est ce qui a été observé dans les variations thermiques latitudinales au sommet des nuages effectuées par Pioneer Venus, confirmant l'existence d'un déficit de chaleur pour les régions de hautes latitudes et un excès de chaleur pour les régions équatoriales (cf. Fig. 5.6.c de la section 5.2.3).

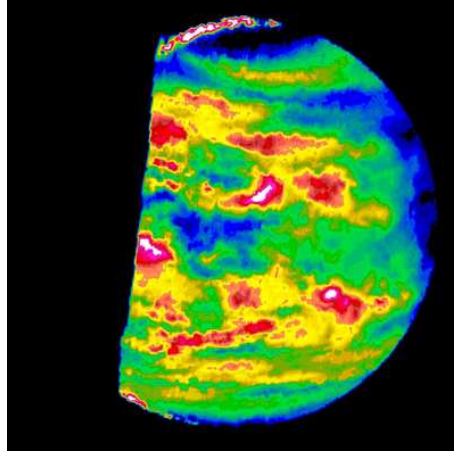
Cette circulation de Hadley sur Vénus s'étend jusqu'aux pôles, contrairement à la circulation de Hadley terrestre. En effet, sur Terre, la circulation méridienne moyenne est fortement perturbée par la présence d'instabilités baroclines aux moyennes latitudes (alternance de hautes et basses pressions) dues à la rotation de la planète, qui l'empêche de s'étendre à plus hautes latitudes. Sur Terre, la vitesse de rotation solide freine la circulation de Hadley, conduisant à des gradients latitudinaux de température plus marqués aux moyennes latitudes que sur Vénus, alors que sur Vénus, les forces de Coriolis sont trop faibles pour engendrer les instabilités baroclines observées sur Terre. En terme d'équilibre (cf. section 1.4.1.II.C), il en résulte que la composante latitudinale de la force centrifuge compense le gradient de pression mais à plus haute latitude que sur Terre.

Sur Terre, la circulation de Hadley effectue le transport de la chaleur et des traceurs jusqu'à environ  $30^\circ$ , latitude à partir de laquelle le transport est alors relayé par les ondes jusqu'aux pôles. Sur Vénus, ce transport dans les nuages se ferait donc par la circulation moyenne jusqu'aux pôles.

Une autre confirmation de l'existence de cette circulation dans les nuages de Vénus a été donnée par les premières mesures infrarouges des régions polaires par l'Orbiteur Pioneer Venus (cf. section 5.2.6.D). Ces observations indiquent clairement une augmentation du flux IR au pôle nord, provenant d'une région où les nuages seraient moins épais et donc

venant d'une altitude plus profonde. La couche de nuages serait donc entraînée vers le bas par les mouvements descendants dûs à la circulation de Hadley. Ces mouvements descendants induisent un réchauffement adiabatique qui conduisent à une température plus chaude dans les vortex polaires (cf. Fig. 5.4).

b) La région convective à la base des nuages autour de 50 km : **Le bouillonnement**



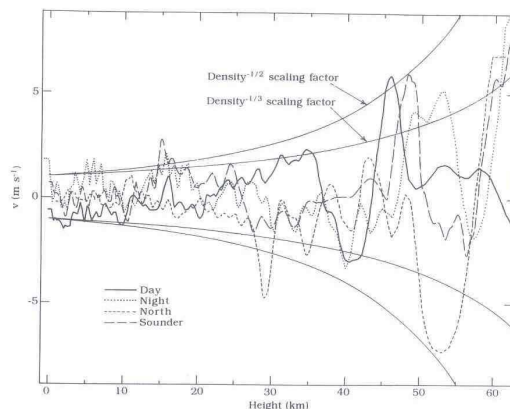
**Figure 5.11** – La couche de nuage (région convective) vers 50 km a été observée dans l'IR par Galileo/NIMS en 1990 (côté nuit Carlson et al., 1991). Les couleurs indiquent la transparence relative des nuages au rayonnement thermique issu de la basse atmosphère : le blanc et le rouge correspondent donc à des nuages minces ; le noir et le bleu à des nuages plus épais.

La branche retour de la circulation de Hadley dans les nuages n'a pas été observée. Son existence a été suggérée probablement en raison des gradients latitudinaux de température qui deviennent importants à ces altitudes (autour de 50 km). A la place d'une branche retour claire, les observations faites dans les fenêtres spectrales du proche IR par Galileo/NIMS (côté nuit) ont fourni une carte de la couche atmosphérique située entre 48 et 53 km à la base des nuages (cf. Fig. 5.11) (Carlson et al., 1991). Cette carte donne la transparence de l'atmosphère à cette altitude et montre que l'épaisseur optique des nuages est loin d'être uniforme. Ces observations révèlent probablement la présence de mouvements ascendants et descendants, faisant penser à des structures de cumulus de grande échelle associées à des mouvements convectifs : l'air montant condenserait et l'air descendant s'évaporerait conduisant à des profondeurs optiques très variables.

Ce tableau a conduit Taylor (2006) à suggérer que sur des échelles de temps longues, les mouvements ascendants de l'air pourraient se faire lentement un peu partout jusqu'au sommet des nuages, où l'air est alors conduit horizontalement vers les pôles pour y descendre de manière forte et localisée. Une telle description a l'avantage d'expliquer à la fois les observations UV du sommet des nuages et les observations proche IR vers 50 km.

c) Circulation de la basse atmosphère (en dessous de  $\sim 50$  km) :

### Le flou artistique



**Figure 5.12** – Profil vertical du vent méridien (en  $m s^{-1}$ ) mesuré par les sondes *Pioneer Venus* (en  $m s^{-1}$ ) (Counselman et al., 1980), avec les enveloppes donnant les lois de densité (Gierasch et al., 1997a).

La circulation atmosphérique devient encore plus complexe dans la basse atmosphère, sous les nuages. En effet, l'enveloppe du vent méridien mesuré par les différentes sondes *Pioneer Venus*, varie de quelques mètres par seconde jusqu'à 30 km environ puis augmente pour atteindre une dizaine de mètres par seconde vers 60 km, en alternant valeurs positives et négatives (cf. Fig. 5.12). Il n'y a donc pas de signature évidente de circulation de Hadley, mais cela provient peut-être de l'amplitude très faible attendue pour une telle circulation sous les nuages (Gierasch et al., 1997a). En raison des faibles vitesses méridiennes, il est donc difficile de dégager des tendances pour la circulation méridienne sous les nuages.

Cependant, certains auteurs avaient quand même suggéré la présence de deux cellules de Hadley superposées en dessous de 50 km : une, sous les nuages, qui serait indirecte et l'autre, au-dessus de la surface, qui serait directe. Ces circulations seraient beaucoup moins intenses que la circulation qui se produit dans les nuages en raison des grandes constantes de temps radiatives.

Une étude en terme d'énergie cinétique a été faite par Gierasch et al. (1997b) pour évaluer l'origine de l'enveloppe de ce vent méridien (cf. Fig. 5.12). La propagation verticale des ondes tendant à conserver leur énergie cinétique ( $\rho V^2/2 \sim \text{cte}$ ), la vitesse méridienne varie approximativement en  $\rho^{-1/2}$ . Lorsque l'environnement devient turbulent, le taux de dissipation de l'énergie cinétique devient proportionnel à  $\rho V^3$ , conduisant à un profil en  $\rho^{-1/3}$ . Globalement, le vent méridien a donc un comportement ondulatoire, montrant peut-être la propagation verticale d'onde (Gierasch et al., 1997a).

L'étude de la distribution des traceurs pourraient donner des contraintes supplémentaires pour la compréhension de la circulation sous les nuages (cf. sections 5.9.2 et 5.3.3).

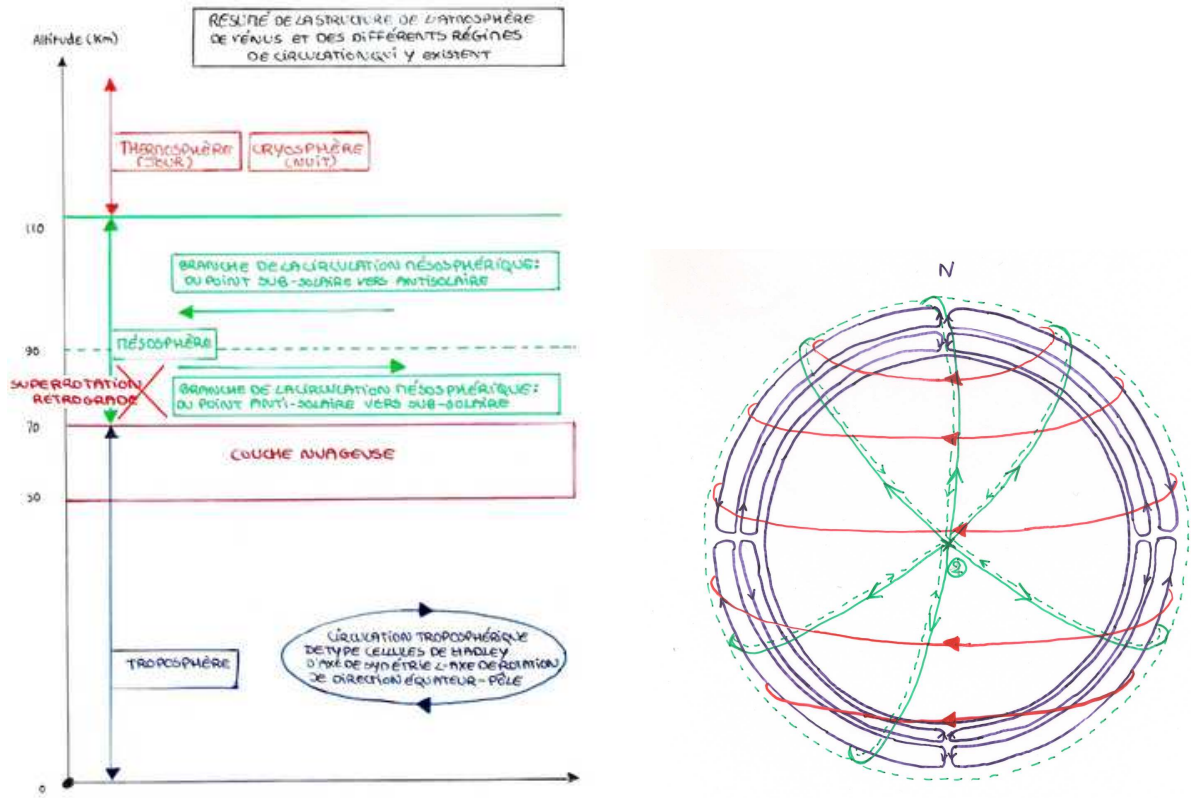
### d) Circulation mésosphérique : Une circulation subsolaire-antisolaire

Une circulation dirigée du point subsolaire vers le point antisolaire, fortement non-

axisymétrique, a été observée par les différentes missions dans la mésosphère (au-dessus de  $\sim 90$  km) (Bougher et al., 1997a; Widemann et al., 2007). Cette circulation est due au fort gradient de pression entre la partie jour et la partie nuit. Une branche retour (antisolaire-subsolaires), d'intensité plus faible, prendrait place à plus basse altitude, entre  $\sim 70$  et  $90$  km.

#### e) Circulation moyenne d'ensemble

Le maximum de vent zonal se produit donc entre deux régions aux régimes thermiques très différents, associées à des circulations différentes : la mésosphère (au-dessus de  $\sim 70$  km), avec ses forts gradients latitudinaux de température et sa circulation subsolaire-antisolaire fortement non-axisymétrique ; et la troposphère (en dessous de  $\sim 70$  km), avec ses faibles contrastes latitudinaux de température et sa circulation méridienne dominante axisymétrique dans les nuages.



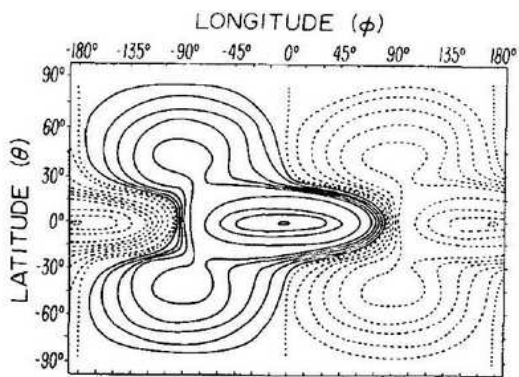
**Figure 5.13** – Schémas récapitulatifs de la circulation sur Vénus, représentés sous forme d'une carte méridienne (latitude-altitude) (à gauche) et en projection sur le globe (la direction du spin est vers le bas sur Vénus) (à droite). En rouge : la superrotation zonale et son maximum au sommet des nuages. En vert : la circulation mésosphérique. En bleu : la circulation troposphérique. Le point subsolaire est indiqué en 2 sur la figure de droite.



### C) Observations des ondes

#### a) Le Y couché associé à des ondes planétaires

La signature du Y couché, observé dans l'UV au sommet des nuages (vers 70 km) par Mariner 10 (cf. Fig. 5.2), est attribuée par Belton et al. (1976b) à la présence d'une onde planétaire se propageant vers l'ouest avec un nombre d'onde zonal 1 et une période de  $\sim 4.2$  jours terrestres. Belton et al. (1976a) furent les premiers à suggérer que cette onde devait être une superposition d'une onde de Rossby présente aux moyennes latitudes et d'une onde de Kelvin caractéristique des régions équatoriales, par analogie aux structures observées sur Terre (cf. Fig. 5.14).



**Figure 5.14** – Combinaison d'une onde de Kelvin équatoriale et d'une onde de Rossby de moyennes latitudes dans le champ de pression perturbé modélisé par Belton et al. (1976a). Le nombre d'onde zonal est de 1.

Par la suite, Del Genio and Rossow (1990) étudièrent les ondes planétaires à l'aide des observations UV de Pioneer Venus/OCPP, au sommet des nuages (vers 65-70 km). Ils trouvent alors une activité ondulatoire forte dans les régions équatoriales (jusque vers 20° de latitude environ), avec un onde équatoriale de période 4 jours terrestres associée à la forme du Y couché. La vitesse de phase de cette onde serait prograde (vers l'est), de  $\sim 15$  m s<sup>-1</sup> relativement au vent zonal (vitesse de phase intrinsèque). La propagation prograde et le confinement équatorial leur indiquent que c'est une onde de Kelvin.

Ils observèrent également un signal important aux moyennes latitudes (de 20° à plus de 70° environ), avec soit une période identique à l'onde équatoriale, soit une période de 5.2 jours terrestres. Ces mêmes auteurs associent alors cette onde de moyennes latitudes à une onde de Rossby.

#### b) Observations des marées thermiques

Un phénomène du type marées thermiques avaient été mis en évidence pour la première fois par Seiff et al. (1980) avec les mesures Pioneer Venus, par l'observation de larges oscillations de la température au-dessus de 100 km environ (cf. Fig. 5.4.a de la section 5.2.3). La marée thermique sur Vénus présente, dans les régions équatoriales, deux maxima et deux minima, en raison de la superposition de la marée diurne et de la marée semi-diurne. L'existence de la marée semi-diurne a été démontrée par Fels et al. (1984a,b), sur la base des observations Pioneer Venus.

### c) Résumé sur les ondes planétaires de grande échelle observées

Rossow et al. (1990) ont recensé l'ensemble des modes observés dans l'atmosphère de Vénus. Selon eux, quatre modes dominant : une marée diurne d'amplitude  $5\text{-}10\text{ m s}^{-1}$  ; une marée semi-diurne d'amplitude  $5\text{ m s}^{-1}$  (constante dans le temps) ; une onde de 4 jours terrestres dans les régions équatoriales, de nombre d'onde zonal 1, d'amplitude  $5\text{ m s}^{-1}$  et qui varie dans le temps ; une onde de 5 jours terrestres aux moyennes latitudes, de nombre d'onde zonal 1 et qui varie dans le temps. Les auteurs indiquent que cette onde de moyenne latitude correspond à une onde de Rossby.

### d) Des structures de petite échelle, associées à des ondes de gravité ?

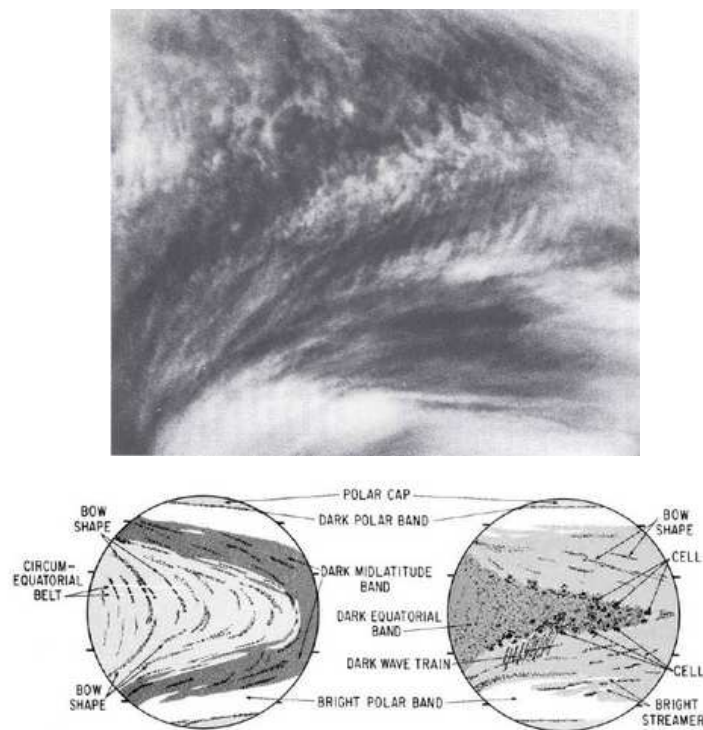
Il est intéressant de noter qu'un certain nombre de structures particulières de petite échelle ont été observées dans l'UV au sommet des nuages (Belton et al., 1976b,a), qui sont probablement liées à des phénomènes ondulatoires. De telles structures sont résumées sur la Figure 5.15.

**Les ceintures circumpolaires.** Les "circumequatorial belts" sont des bandes parallèles à l'équateur, très fines (moins de 50 km d'épaisseur), très longues (plusieurs centaines de kilomètres) et transitoires (Belton et al., 1976b). Ces structures, qui ont été observées dans les nuages, se propagent toutes vers le sud et apparaissent seulement dans les régions équatoriales (entre  $20^\circ\text{S}$  et  $20^\circ\text{N}$ ) au niveau du point subsolaire.

L'origine de ces structures est encore inconnue, bien qu'elle semble liée à une activité ondulatoire. Un équivalent existe sur Terre, où des fluctuations de température associées à des ondes de densité, conduisent à des phénomènes de condensation. Sur Vénus, la présence d'ondes de gravité, entrant en résonance avec la propagation des fluctuations de densité pourrait expliquer ces structures (Taylor, 2006). En effet, l'existence d'ondes internes de gravité a probablement été mise en évidence par Pioneer Venus dans l'UV (cf. Fig. 5.15). Ces ondes peuvent se voir par les traces qu'elles laissent dans les nuages (bandes espacées d'environ 200 km) (Rossow et al., 1980).

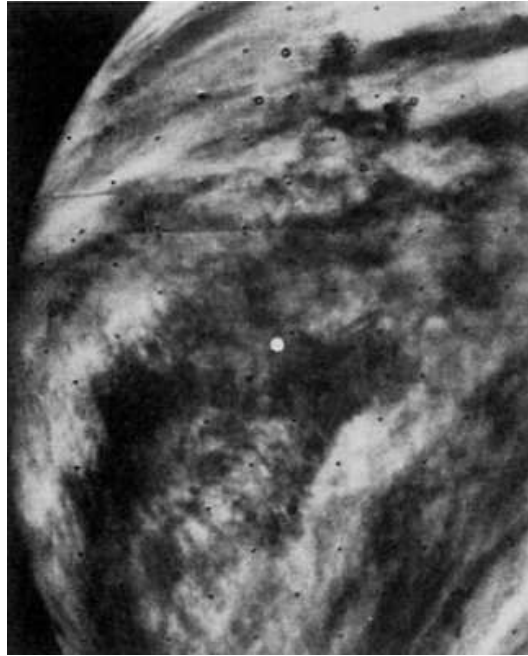
**Les "bow-like waves".** Ce sont des structures en forme d'arcs qui apparaissent dans les régions équatoriales près du point subsolaire, au moment où les "circumequatorial belts" disparaissent. Ces structures seraient liées à l'interaction entre les mouvements de convection qui se déclenchent plus bas avec le vent zonal fort au sommet des nuages, générant des ondulations dans les nuages (Belton et al., 1976b). L'origine précise reste incertaine.

**Le "polar ring".** L'anneau polaire correspond à de larges bandes en latitude qui séparent les régions polaires des régions équatoriales (Belton et al., 1976b).



**Figure 5.15** – *En haut : observation d'un train d'ondes de gravité par Pioneer Venus dans l'UV (Rossow et al., 1980). En bas : différentes structures observées dans les nuages vénusiens (Rossow et al., 1980).*

### E) Les structures de petites échelles associées à de la convection



**Figure 5.16** – Cellules de convection observées sur Vénus par Mariner 10 dans l’UV, montrant des cellules de convection (Belton et al., 1976b). Le point blanc indique le point subsolaire.

Les structures particulières décrites dans la section précédente sont un exemple de structures de petites échelles, probablement associées à la propagation d’ondes de gravité. Elles ont une taille typique variant entre 200 et 1000 km, et ont généralement une durée de vie courte (de l’ordre de deux jours terrestres). Un autre type de structure de petite échelle est associée à des cellules de convection.

Des cellules de convection ont été observées par Mariner 10 dans l’UV (Belton et al., 1976b), puis par Pioneer Venus. Belton et al. (1976b) a observé une activité convective au point subsolaire de taille horizontale variant entre 200 et 400 km, impliquant des mouvements de convection d’une quinzaine de kilomètres de profondeur (cf. Fig. 5.16). La mission Galileo confirme ensuite la présence de cellules de convection (Baker and Schubert, 1992), avec une taille variant entre 250 et 1000 km, autour du point subsolaire vers 60-70 km, qui est expliquée par une convection forte démarrant de la zone instable vers 50 km et pénétrant dans la zone stable située au-dessus. Par ces mouvements verticaux de convection, ces auteurs expliquent ainsi l’étendue horizontale de ces structures.

### F) La circulation polaire

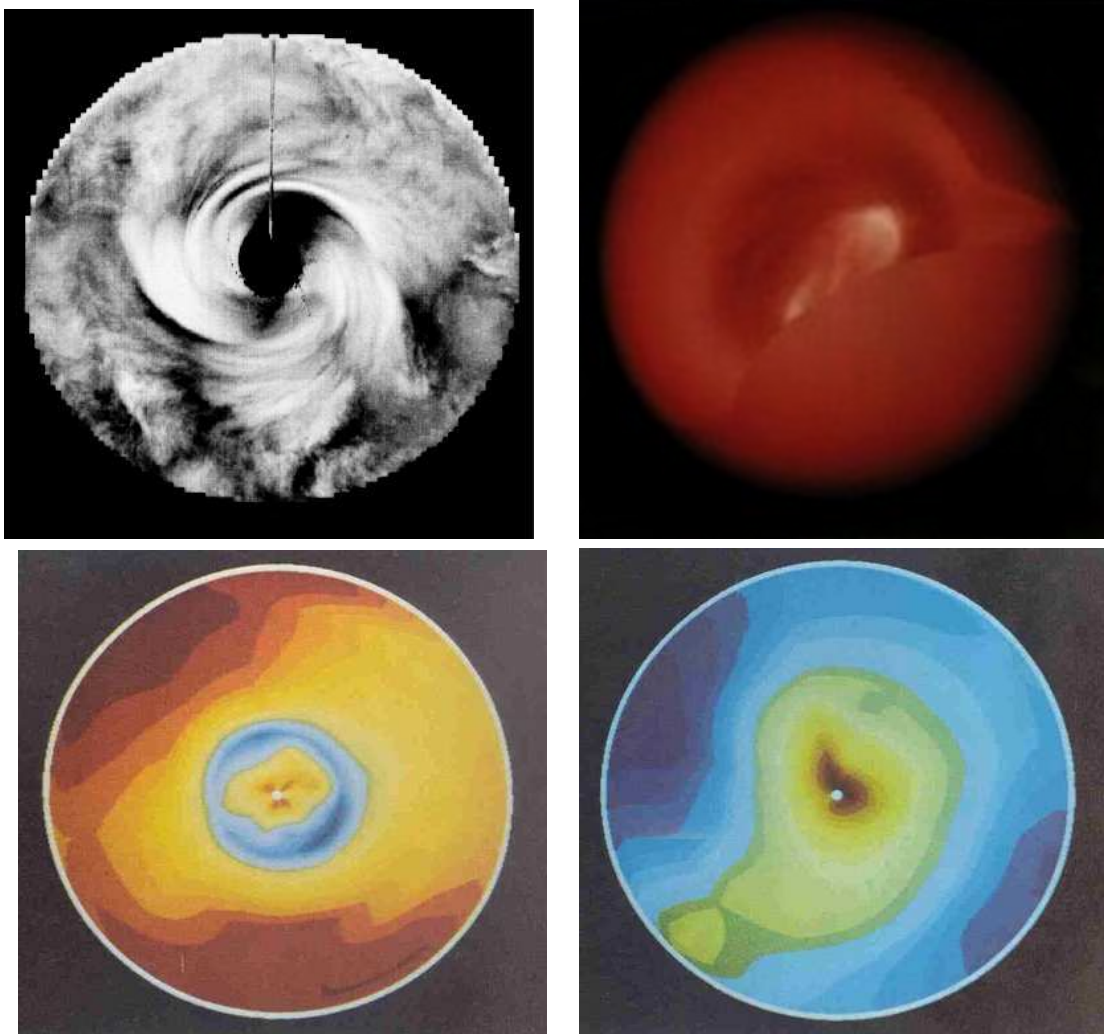
La trajectoire polaire de Pioneer Venus a permis de faire des observations du pôle nord dans le domaine infrarouge, qui permet d’avoir à la fois la partie jour et la partie nuit, ainsi que des observations du pôle sud et de la couverture nuageuse dans l’UV. Les images infrarouges montrent l’émission thermique vers 68 km, alors que les images du pôle

dans l'UV révèlent une couverture nuageuse non uniforme en latitude avec une dépression marquée au niveau du pôle.

**Collier froid :** Les images infrarouges montrent une région circumpolaire assez sombre vers 67 km, où les températures sont faibles (200-225 K), comprises entre les latitudes 53°N et 70°N, appelé le collier froid (cf. Figs. 5.17.c et 5.4.b de la section 5.2.3), auquel se superposent des pôles plus chauds que l'équateur, vers 90 km (cf. Figs. 5.17.d).

**Le dipôle :** Le second phénomène correspond à deux "spots" brillants, situés à l'intérieur de ce collier froid et centré sur le pôle nord, qui fait penser à un dipôle polaire (cf. Fig. 5.17.b), mais "en moyenne dans le temps", le vortex est circulaire, comme sur Terre. La température de brillance associée aux yeux du dipôle atteint 250 K (température la plus élevée à cette altitude). Le dipôle est très instable dans le temps et il est animé d'un mouvement de rotation très rapide, de période variant entre  $\sim 2.8$  et 3.2 jours terrestres.

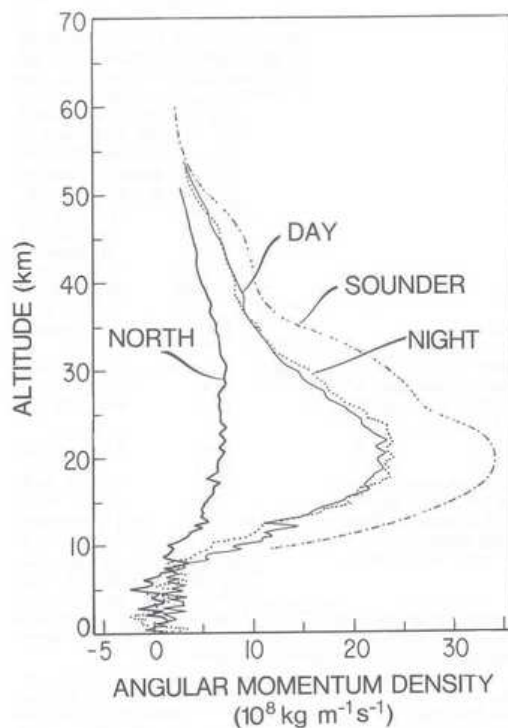
Ces phénomènes polaires se traduisent par un abaissement local de l'altitude du sommet des nuages (de 15 km environ au-dessus du dipôle). Un tel changement dans l'uniformité des nuages est attribué à des mouvements dynamiques importants : branche descendante d'une cellule de Hadley (cf. section 5.2.6) et rotation rapide du vortex polaire.



**Figure 5.17** – En haut à gauche : pôle sud observé par l'orbiteur *Pioneer Venus* dans l'UV, avec l'enroulement caractéristique des nuages (Limaye, 1987b). En haut à droite : pôle nord observé par *Pioneer Venus* dans l'IR, où une forme de dipôle (en blanc) est visible, entouré d'une zone plus sombre, le collier froid (Taylor, 1980). En bas : cartes de température du pôle nord observé par *Pioneer Venus* (Taylor and Ksanfomality, 1982). A gauche : à 75 mbar ( $\sim 67$  km), où le collier froid est clairement visible (en bleu). En bas à droite : à 1 mbar ( $\sim 90$  km), avec le pôle plus chaud que les basses latitudes (en vert).

### G) Le problème du transport de moment cinétique par la circulation

#### a) Moment cinétique spécifique mesuré par Pioneer Venus



**Figure 5.18** – Profil vertical de la densité de moment cinétique mesuré par les sondes Pioneer Venus (Schubert et al., 1980a) (en  $10^8 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ).

La densité de moment cinétique a été déduite des mesures de vent effectuées par les sondes Pioneer Venus et est représentée sur la Figure 5.18 (Schubert et al., 1980a). Le maximum de moment cinétique en masse se situe vers 20 km en raison de la forte densité de l'atmosphère.

Le problème du maintien de la superrotation ne se pose pas dans les mêmes termes selon qu'on se place au niveau des nuages (entre 50 et 70 km), où la circulation est probablement dominée par une circulation de Hadley induite par un fort chauffage solaire ou sous les nuages et dans la basse atmosphère (en dessous de 50 km), où les transferts radiatifs se font sur des échelles de temps beaucoup plus longues, sans pour autant exclure l'existence d'une ou plusieurs cellules méridiennes.

#### b) Le problème du maintien de la superrotation au niveau des nuages

Pour expliquer le gradient vertical de vent zonal orienté partout dans le même sens, le problème du maintien de la superrotation se pose. En effet, la diffusion verticale turbulente de petite échelle a pour effet de transporter vers le bas le moment cinétique et ainsi d'annuler à terme la rotation différentielle entre les couches. Pour compenser cette diffusion vers le bas, les nombreuses études faites à ce sujet (cf. section 2) ont montré que

le transport vertical de moment cinétique pouvait être effectué au niveau de la branche ascendante d'une circulation axisymétrique type cellules de Hadley. Dans ce cas, il est nécessaire de faire l'hypothèse que des ondes ramènent le moment cinétique vers l'équateur pour compenser les pertes dues au transport méridien de moment cinétique (vers les pôles) par les cellules de Hadley (Gierasch, 1975).

#### b) Le problème du transport de moment cinétique dans la basse atmosphère

Le problème est également de comprendre comment du moment cinétique extérieur à l'atmosphère a été ou est injecté dans l'atmosphère. Dans la basse atmosphère de Vénus très dense, il est nécessaire d'expliquer le mécanisme qui compense le déficit de moment cinétique provoqué par la diffusion turbulente vers le bas. La circulation méridienne très faible a probablement du mal à transporter verticalement le moment cinétique.

Des auteurs (Hou and Farrell, 1987) ont proposé que des ondes de gravité générées par la convection près de la surface pouvaient transporter du moment cinétique vers le haut. La structure thermique de la basse atmosphère (sous les nuages) présentait une zone de forte stabilité entre 30 et 50 km environ (cf. section 5.2.3). Les ondes de gravité émises près de la surface pourraient être piégées dans cette zone et libérer leur moment cinétique, accélérant ainsi l'écoulement zonal. Une telle discussion sera reprise dans la section 5.8.

Un autre aspect concerne le transfert de moment cinétique entre la planète solide et l'atmosphère par friction. Les profils verticaux du vent zonal mesurés par les sondes Pioneer Venus montrent surtout un déplacement vers l'ouest dans l'atmosphère, dans le même sens de rotation que la planète solide. Localement, quelques vitesses zonales progrades (dirigées vers l'est), de faible intensité, ont été observées dans la troposphère (Counselman et al., 1980), mais aucune mesure précise de vents à la surface n'a été faite.

Nous n'avons donc pour le moment aucune contrainte observationnelle précise sur le pompage vertical possible de moment cinétique de la surface vers l'atmosphère (cf. section 2.2). D'autres mécanismes peuvent également communiquer verticalement du moment cinétique externe à l'atmosphère comme le couple qu'exerce le Soleil sur l'atmosphère (cf. section 1.5.1.b).

Une fois que ce mécanisme, qui n'a pas encore été identifié, permet de fournir verticalement du moment cinétique à l'atmosphère, l'excès de moment cinétique est ensuite probablement distribué à toutes les latitudes et maintenu par la circulation méridienne moyenne de type cellules de Hadley et les ondes au niveau des nuages (mécanisme de Gierasch (1975)).



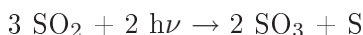
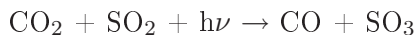
### 5.2.7 Transport des composés chimiques secondaires (CO, OCS et H<sub>2</sub>O)

**Contraintes observationnelles.** La connaissance des distributions chimiques des composés secondaires est un élément clef pour contraindre les mouvements dynamiques de la basse atmosphère en particulier (en dessous des nuages). Les mesures in-situ des sondes Pioneer Venus et Venera (Oyama et al., 1980; Krasnopolskii and Parshev, 1979; Gel'Man et al., 1979) ont permis de contraindre le rapport de mélange de CO dans la basse atmosphère. Galileo a également fourni les abondances de l'eau, de CO et OCS dans la basse atmosphère (Carlson et al., 1991) et observé un enrichissement en monoxyde de carbone au niveau des pôles. Une dizaine d'années plus tard, des études spectroscopiques dans l'atmosphère profonde (sous 60 km) sont menées sur le côté nuit (Bezard et al., 1990; Pollack et al., 1993; Kamp et al., 1988) dans la fenêtre à 2.3 $\mu$ m, permettant de contraindre les rapports de mélange et les pentes verticales de CO et OCS. A plus hautes altitudes (entre 50 et 100 km), les distributions verticales des composés secondaires ont également été mesurées par les sondes Venera 11, 12 et Pioneer Venus (Krasnopolsky and Parshev, 1981).

De nombreux modèles chimiques se sont ensuite développés en support des observations, afin d'obtenir les profils verticaux de ces composés secondaires (Krasnopolsky and Pollack, 1994; Krasnopolsky, 2007; Luttermoser, 1992; Pollack et al., 1993). Le modèle de Krasnopolsky and Pollack (1994) permet de fournir les profils verticaux des principales espèces secondaires (CO, OCS, SO<sub>2</sub>, SO<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, etc.) dans la basse atmosphère de Vénus, en utilisant certaines contraintes observationnelles données par Pollack et al. (1993). Pollack et al. (1993) ont également sorti leurs propres profils verticaux de CO, SO<sub>2</sub>, OCS. Leurs distributions prennent en compte les résultats d'un ensemble de mesures dans et au-dessus des nuages, leurs propres observations en dessous des nuages, et dans la très basse atmosphère, sous leur limite de détection, ils supposent des rapports de mélange constants.

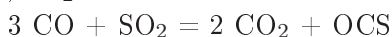
#### Rappels sur les mécanismes principaux de formation des espèces secondaires.

Au-dessus des nuages, la chimie est dominée par les processus de photodissociation dûs au rayonnement solaire UV. La photochimie de l'atmosphère au-dessus de 60 km peut être résumée en deux réactions principales, comme suit (Krasnopolsky, 1986) :



Le CO est donc produit principalement dans l'atmosphère au-dessus des nuages, par photodissociation du CO<sub>2</sub> et de SO<sub>2</sub>. Le dioxyde de soufre est également photodissocié pour donner du trioxyde de soufre. Le trioxyde de soufre absorbe ensuite la vapeur d'eau pour former de l'acide sulfurique dans la partie supérieure des nuages. Cet acide sulfurique précipite dans les nuages et se réévapore dans la basse atmosphère chaude.

La basse atmosphère de Vénus est dominée par l'équilibre thermochimique entre CO<sub>2</sub>, CO, SO<sub>2</sub> et OCS :



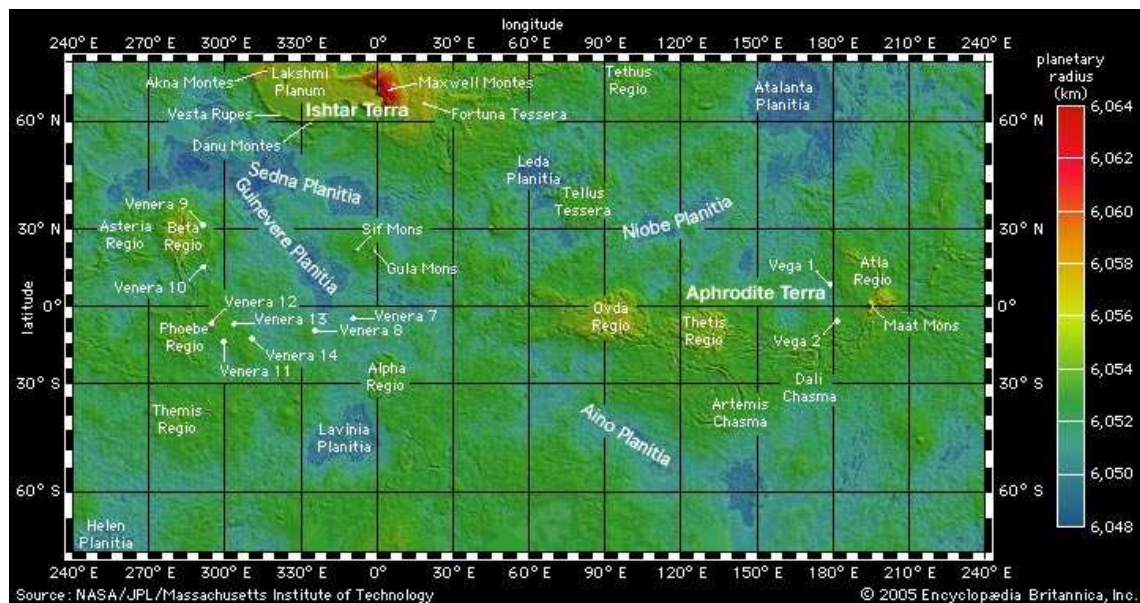
En dessous des nuages, le CO et le SO<sub>2</sub> réagissent pour former OCS, dont l'abondance croît à mesure qu'on s'enfonce dans l'atmosphère. En effet, OCS est essentiellement produit à la surface par des réactions hétérogènes, transporté verticalement vers l'atmosphère moyenne, pour y être détruite par photodissociation (la rapport de mélange de OCS est nul au-dessus de 40 km environ) :  $\text{OCS} + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{S}$

**Variabilité des constituants secondaires.** Les constituants secondaires présentent de fortes variations spatiales et temporelles, qui sont probablement liées à des mouvements dynamiques :

- L'anhydride sulfurique ( $\text{SO}_2$ ), observé dans l'UV par Pioneer Venus, a montré de fortes variations de son abondance au sommet des nuages. Esposito et al. (1984) ont interprété ces variations comme indicatives d'une activité volcanique.
- Le survol de Galileo en 1990 a fourni des mesures proches IR, qui ont révélées un fort gradient équateur-pôle de l'abondance du monoxyde de carbone ( $\text{CO}$ ) vers 35 km. Taylor (1995) a suggéré qu'il pouvait être caractéristique d'une circulation de Hadley, qui s'étendrait de la surface jusqu'au bas de la thermosphère vers 120 km.
- Enfin la vapeur d'eau située dans la couche nuageuse (entre 50 et 70 km, cf. section 5.2.3) a montré également une grande variabilité, probablement liée à la formation des nuages et à des processus de dissipation.

### 5.2.8 La surface

Caractéristiques générales de la topographie vénusienne



**Figure 5.19** – Topographie vénusienne cartographiée par Magellan, avec la valeur du rayon planétaire (en km) (Ford and Pettengill, 1992).

La mission Magellan (de 1989 à 1994) a fourni des informations très complètes sur la topographie vénusienne (cf. Fig. 5.19 Ford and Pettengill, 1992). La surface vénusienne est constituée à 70% de vastes plaines ne dépassant pas 1 km de dénivelé (Atalanta Planitia, Lavinia Planitia, etc.). Elles sont généralement parsemées de bassins, probablement des vestiges d'anciens cratères. La caractéristique importante de la topographie vénusienne est

la présence (à 10% environ) de grands plateaux et de montagnes très proéminents. Deux grands plateaux se distinguent clairement :

- L'Ishtar Terra, qui est située dans l'hémisphère nord vers  $70^{\circ}\text{N}$ , a une taille comparable à l'Australie. Sur ce plateau culmine le Mont Maxwell avec une hauteur de 11.8 km pour une circonférence de 750 km environ.
- Le deuxième plateau, Aphrodite Terra, s'étale en longitude dans les régions équatoriales (légèrement au sud) avec une longueur de 15 000 km (taille de l'Amérique du sud). Le deuxième sommet vénusien, le Mont Maat y culmine avec une hauteur de 9 km à l'ouest du plateau et un autre avoisinne les 4 km de haut à l'est du plateau. L'observation de lave récente par Magellan suggère que ces montagnes sont peut-être encore des volcans actifs.
- D'autres petits plateaux moins étendus sont visibles, comme le Beta Regio et l'Alpha Regio, situés de part et d'autre de l'équateur respectivement à  $30^{\circ}\text{N}$  et  $30^{\circ}\text{S}$ . Les sommets montagneux dans ces régions atteignent 4 km de haut.

De grandes failles sont également visibles sur les images Magellan, très profondes (pouvant atteindre quelques milliers de mètres de profondeur), et qui couvrent sur 20% la surface parallèlement à l'équateur. Une grande vallée s'étale à l'ouest de Ishtar Terra, qui atteint 3 km de profondeur et 250 km de large.

La présence de points chauds observés par Magellan à la surface montrerait que le volcanisme sur Vénus serait encore actif. 80% du relief vénusien serait d'origine volcanique (montagnes couvertes de lave, etc.).

#### Impact possible sur l'atmosphère

De telles structures sont importantes à mentionner car elles peuvent avoir un impact sur la circulation atmosphérique. La présence possible d'une activité volcanique pourrait également influencer sur la composition atmosphérique, et en particulier sur le cycle du soufre, à partir duquel découle une partie de la chimie des composés secondaires.

Les grands plateaux, par leurs dispositions et leurs hauteurs pourraient générer des ondes d'échelle planétaire. Sur Terre, la chaîne andine et les Rocheuses créent des ondes de Rossby de hautes latitudes. Il est possible également que les montagnes génèrent des ondes topographiques du type ondes de gravité. Le plateau Aphrodite Terra situé le long de l'équateur joue probablement un rôle dans la dynamique vénusienne. Un tel plateau n'a pas réellement d'équivalent terrestre, hormis peut-être à taille réduite la chaîne himalayenne (qui est située un peu plus haut en latitude, autour de  $30^{\circ}\text{N}$ ). Les plateaux secondaires de part et d'autre de l'équateur pourraient également forcer l'écoulement.

## 5.3 Apport des observations de la mission Vénus Express (à partir de 2006)

### 5.3.1 La mission

Lancée le 9 novembre 2005 depuis Baïkonour (au Kazakhstan), la sonde européenne Venus Express n'aura mis que cinq mois pour rejoindre Vénus en avril 2006. Vénus n'avait plus reçue de visite depuis sa mise en orbite en 1994, de la sonde américaine Magellan. Début avril 2006, Venus Express a donc amorcé avec succès sa mise en orbite, une manœuvre délicate s'étalant sur plusieurs semaines qui devait l'amener sur une trajectoire stable. Venus Express est ensuite restée comme prévu en orbite autour de la planète, pendant deux années vénusiennes. Actuellement, elle fonctionne toujours et fournira probablement encore des observations pendant quelques années (probablement jusqu'en 2010).

Venus Express est la première mission européenne à visiter la planète Vénus, les précédentes missions étant américaines ou soviétiques. C'est une mission très peu couteuse et qui s'est mise en place rapidement, comme l'indique son nom. Pour cela, elle a bénéficié de "copies" de nombreux instruments utilisés sur Mars Express qui, elle-même, avait profité d'éléments développés pour Rosetta (mise en orbite autour d'une comète en 2014). Le principal changement aura été d'adapter les instruments pour passer d'un milieu froid et peu lumineux, comme sur Mars, à un milieu chaud. Venus Express a donc bénéficié de panneaux solaires plus petits et de systèmes d'évacuation de la chaleur.

#### Intérêt et objectifs de la mission

Venus Express a été conçue pour étudier en détail l'épaisse atmosphère qui masque en permanence la surface de Vénus, et permettre ainsi d'approfondir les questions qui ont été soulevées par les précédentes missions. Ses objectifs, à terme, sont : d'assurer un suivi de la composition chimique de la basse atmosphère dans les fenêtres proches infrarouges ; de faire des études cohérentes de la température et de la dynamique à différentes altitudes, de la surface jusqu'à  $\sim 200$  km ; de donner les premières mesures orbitales de la distribution de température de surface ; d'étudier la dynamique de l'atmosphère supérieure par l'observation des émissions de l'oxygène atomique ou moléculaire, et de l'oxyde de diazote ; de mesurer l'échappement atmosphérique non thermique ; d'effectuer des observations cohérentes de Vénus de l'ultraviolet à l'infrarouge ; et de faire, pour la première fois sur Vénus, des mesures d'occultation stellaire ou solaire, de même que des mesures de la structure ionosphérique.

Les principales questions auxquelles doit essayer de répondre Venus Express concernent la compréhension du fonctionnement complexe de la dynamique atmosphérique, et en particulier les causes de la superrotation et les processus qui maintiennent le double vortex polaire ; la compréhension de ce qui gère la structure des nuages, leur formation et leur évolution à différentes altitudes, ainsi que la nature des mystérieux absorbants ultraviolets au sommet des nuages ; comprendre les processus qui conduisent à l'état chimique de l'atmosphère ; le rôle de l'effet de serre dans l'évolution climatique de Vénus ; les mécanismes d'échappement de l'atmosphère ; ce qui a causé le resurfaçage massif il y a environ 700 millions d'années ; pourquoi certaines zones de la surface sont fortement réfléchissantes aux signaux radar et y a-t-il encore une activité volcanique ou sismique.

### 5.3.2 Les instruments à bord de Vénus Express et leurs rôles dans la compréhension de l'atmosphère de Vénus

Les différents instruments de Venus Express permettent de sonder l'atmosphère à plus haute résolution spatiale que les précédentes missions et sur un large domaine de longueurs d'onde.

- ASPERA-4 est un détecteur d'ions chargé d'étudier l'interaction entre le vent solaire et la haute atmosphère vénusienne. Il permet d'étudier les processus d'échappement atmosphérique.
- MAG est un magnétomètre destiné à mesurer le champ magnétique de la planète, induit par l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère.
- PFS est un spectromètre infrarouge capable de mesurer la température de l'atmosphère entre 55 et 100 km d'altitude mais aussi celle de la surface, permettant ainsi d'étudier l'activité volcanique. Malheureusement, la défaillance d'un moteur a bloqué l'instrument en position de calibration, empêchant toute observation de la planète.
- SPICAV/SOIR est un spectromètre ultraviolet et infrarouge, effectuant des occultations stellaires et solaires. Il est capable de mesurer de faibles abondances de composés et étudie en particulier le cycle de l'eau. Il regarde aussi les composés soufrés et oxygénés et détermine la densité et la température de l'atmosphère entre 80 et 180 km.
- VeRa est une radio destinée à sonder l'atmosphère et à en donner la densité, la pression, la température de 35 km à 100 km.
- VIRTIS est un spectromètre imageur dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge destiné à étudier la basse atmosphère de la surface jusque vers 40 km, et en particulier la composition. Par le suivi des nuages dans l'ultraviolet et l'infrarouge, il permet également d'étudier la dynamique à différentes altitudes.
- Enfin, la sonde embarque une caméra grand angle VMC pouvant photographier Vénus de manière globale dans le proche infrarouge, le visible et l'ultra-violet. Il étudie ainsi la dynamique des nuages et la surface.

### 5.3.3 Les grands résultats de la mission en quelques traits

Venus Express a pour le moment obtenu des résultats en accord avec les précédentes missions. Elle se distingue cependant par la précision de ses mesures et par la cohérence qu'elle va permettre dans les études des observations faites simultanément par différents instruments.

Les grands résultats qui sortent des observations de Venus Express portent sur les observations du vortex polaire sud et de sa grande variabilité, du rayonnement du dioxygène, de l'émission non LTE, d'une nouvelle bande d'absorption associée à l'isotopologue 628 CO<sub>2</sub> comme gaz à effet de serre, de la structure des nuages et des ondes, de la cartographie de la température de surface, et des distributions chimiques de la basse atmosphère, avec les composés CO, OCS et H<sub>2</sub>O. Les observations de Venus Express vont également permettre l'étude de la variabilité temporelle et spatiale des différents processus, qui se produit en particulier dans la basse atmosphère (abondances, vortex polaire, etc.), et qui conduit aux mouvements moyens d'ensemble caractéristiques de l'atmosphère de Vénus (superrotation, cellules de Hadley dans les nuages, etc.).

Venus Express fournit également des observations à différentes altitudes permettant de faire des études "par couches", comme par exemple les profils latitudinaux du vent.

## A) La dynamique vue par Vénus Express

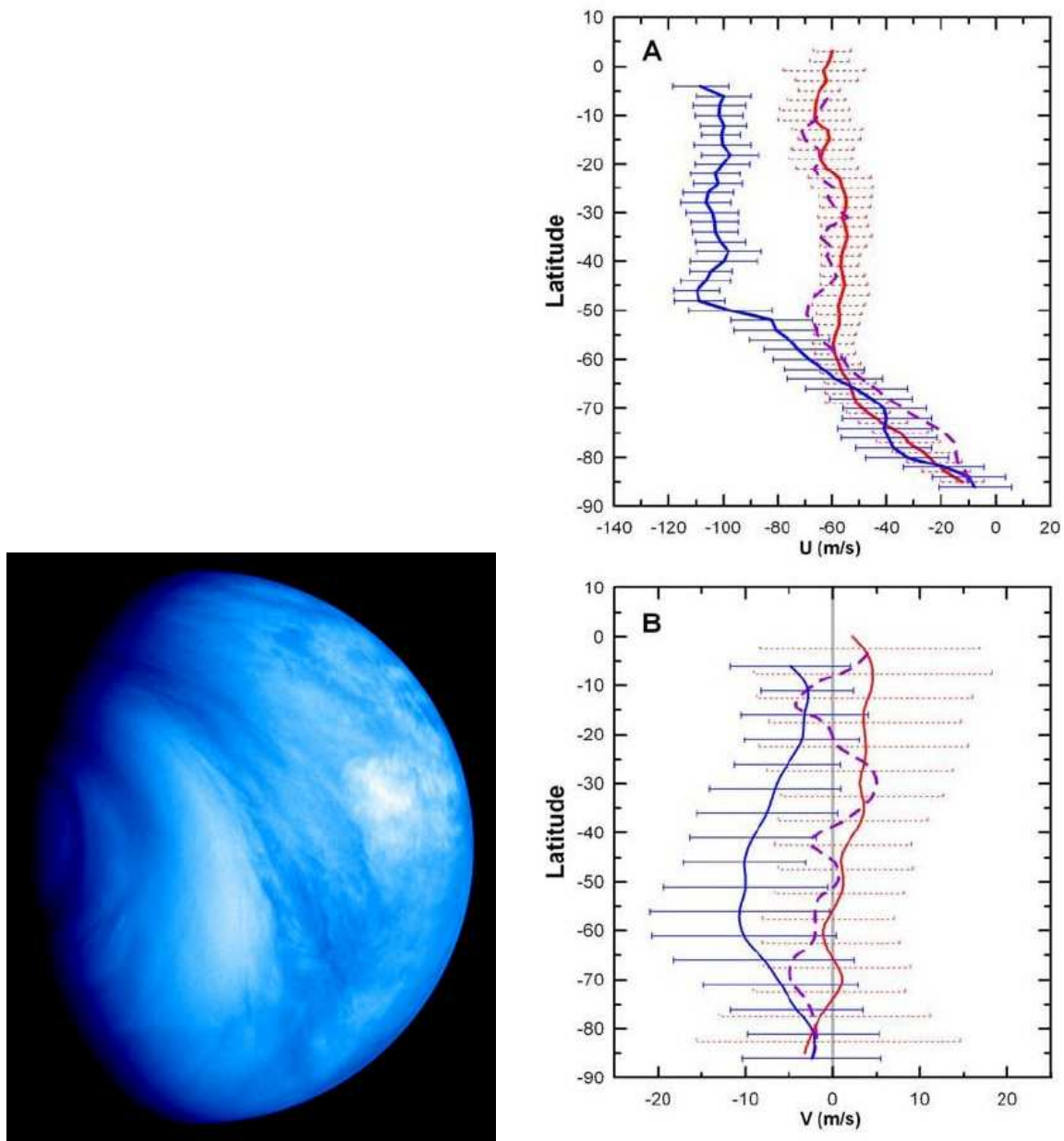
### Superrotation vue par Venus Express

Venus Express/VMC et Venus Express/VIRTIS ont observé la superrotation de la couche nuageuse en 3-5 jours terrestres dans le sens rétrograde (même sens de rotation que la planète solide). Des images de suivi des nuages ont également permis d'étudier la circulation de l'atmosphère (Limaye, 2007).

Venus Express/VIRTIS a fourni des profils latitudinaux du vent zonal à 50 km (1.74  $\mu\text{m}$ , côté nuit) et 70 km (400 nm, côté jour) dans l'hémisphère sud (cf. Fig. 5.20) (Sanchez-Lavega et al., 2008) : le vent zonal à 50 km atteint 50-60  $\text{m s}^{-1}$ . Il est constant en latitude dans les régions équatoriales jusqu'à  $70^\circ\text{S}$  de latitude environ, au-delà de laquelle il décroît fortement, jusqu'à s'annuler au pôle. A 66 km, le vent zonal varie entre 90 et 120  $\text{m s}^{-1}$ , de l'équateur jusqu'à  $50^\circ\text{S}$  de latitude. Un jet est plus ou moins présent vers  $45^\circ\text{S}$ , avec des vents zonaux pouvant atteindre 120  $\text{m s}^{-1}$ , pour ensuite décroître à plus hautes latitudes. Ces résultats sont similaires à ceux qui ont été obtenus par les précédentes missions. Ces valeurs sont un peu plus élevées que celles des précédentes observations (cf. section 5.2.6).

### Circulation méridienne

Les profils latitudinaux du vent méridien (cf. Fig. 5.20) sont en accord, vers 66 km, avec un mouvement vers les pôles au niveau de la branche supérieure de la cellule de Hadley (Sanchez-Lavega et al., 2008). A plus basse altitude (à 47 et 61 km), le sens du vent méridien en latitude est toujours aussi peu claire et fluctuant, mais globalement, la circulation méridienne semble orientée vers les pôles à basse latitude (jusqu'à  $\sim 50^\circ$  de latitude) et plutôt vers l'équateur à plus haute latitude. Ce résultat précise les précédentes observations (cf. section 5.2.6.b).



**Figure 5.20** – *A gauche : superrotation vue par Venus Express/VMC autour du pôle sud (en fausse couleur)(site de l'ESA, ID : SEMV24XAIPE). A droite : profils latitudinaux du vent zonal (en haut) et du vent méridien (en bas) observés par Venus Express/VIRTIS dans l'hémisphère sud, à 47 km (IR, 1.74  $\mu\text{m}$ , côté nuit, en rouge), 61 km (proche-IR, 980 nm, côté jour, violet) et 66 km (UV, 380 nm, côté jour, en bleu)(Sanchez-Lavega et al., 2008).*

## B) Le vortex polaire

Venus Express observe surtout le pôle sud alors que les précédentes missions avaient essentiellement observé le pôle nord (cf. section 5.2.6). L'instrument VIRTIS permet une observation précise du vortex polaire sud. Piccioni et al. (2007) en a donné les principaux résultats en comparaison de ceux qui avaient été obtenus pour le pôle nord.

**Dipôle.** Vu par Venus Express/VIRTIS à  $5\ \mu\text{m}$ , le pôle sud présente une structure en forme de S inversé, caractéristique du dipôle polaire qui avait été observé au pôle nord par les précédentes missions, avec ces deux maxima d'intensité (cf. Figs. 5.21). La rotation du dipôle se fait dans le même sens que la superrotation, comme pour le vortex polaire nord, et elle s'effectue au-delà d'un cercle de  $75^\circ$  de latitude.

La forme du dipôle n'est pas toujours présente. La plupart du temps, Venus Express observe le vortex polaire avec une forme ovale, faisant penser à un nombre d'onde zonale 1. Il a même été observé un tripôle (cf. Figs. 5.21). Cette grande variabilité est une caractéristique importante du vortex polaire. Même si elle avait déjà été mise en évidence lors des précédentes missions, Venus Express a cette particularité de fournir une meilleure couverture temporelle avec des observations à haute résolution spatiale.

Cette forte variabilité du vortex sud se fait sur des échelles de temps de quelques heures. La période de rotation du dipôle sud mesuré par VIRTIS est de  $\sim 2.5$  jours terrestres vers 60-65 km, ce qui est un peu plus rapide que la rotation du vortex polaire nord obtenue par Pioneer Venus (cf. section 5.2.6). Cette différence pourrait être due à une asymétrie entre les deux hémisphères ou bien pourrait être un indicateur de la présence d'instabilités dynamiques.

Le centre du dipôle du point de vue "thermique" a été observé en décalé de  $4^\circ$  par rapport au pôle, mais ce décalage varie probablement dans le temps. VIRTIS a également montré que ce vortex polaire s'étend en profondeur dans l'atmosphère de  $\sim 65$  km jusque vers 50 km et peut-être plus bas.

**Collier froid.** Le vortex sud est également entouré d'un collier froid (cf. Fig. 5.23) de la même manière qu'au pôle nord (cf. section 5.2.6) et les gradients latitudinaux de température sont du même ordre de grandeur dans les observations de Venus Express/VIRTIS que dans les précédentes observations : vers 60 km, la température de brillance atteint 250 K dans le dipôle et 210 K dans le collier froid.

## C) Les nuages et les ondes

**Deux types de régimes dynamiques selon la latitude sont mis en évidence par l'observation des nuages.** Venus Express/VIRTIS, par des observations "proches" et Venus Express/VMC, par des observations globales ont observé des structures laminaires à hautes latitudes (vers  $60^\circ$ ) pratiquement circumpolaires, sous forme de nuages très réguliers et longilignes, alors que les régions équatoriales apparaissent comme très turbulentes, avec des nuages irréguliers et déformés (cf. Fig. 5.22). Les structures convectives peuvent atteindre plusieurs kilomètres de long. L'équipe de VMC a conclu qu'il y a probablement une transition entre deux régimes dynamiques différents : un régime dominé par de la



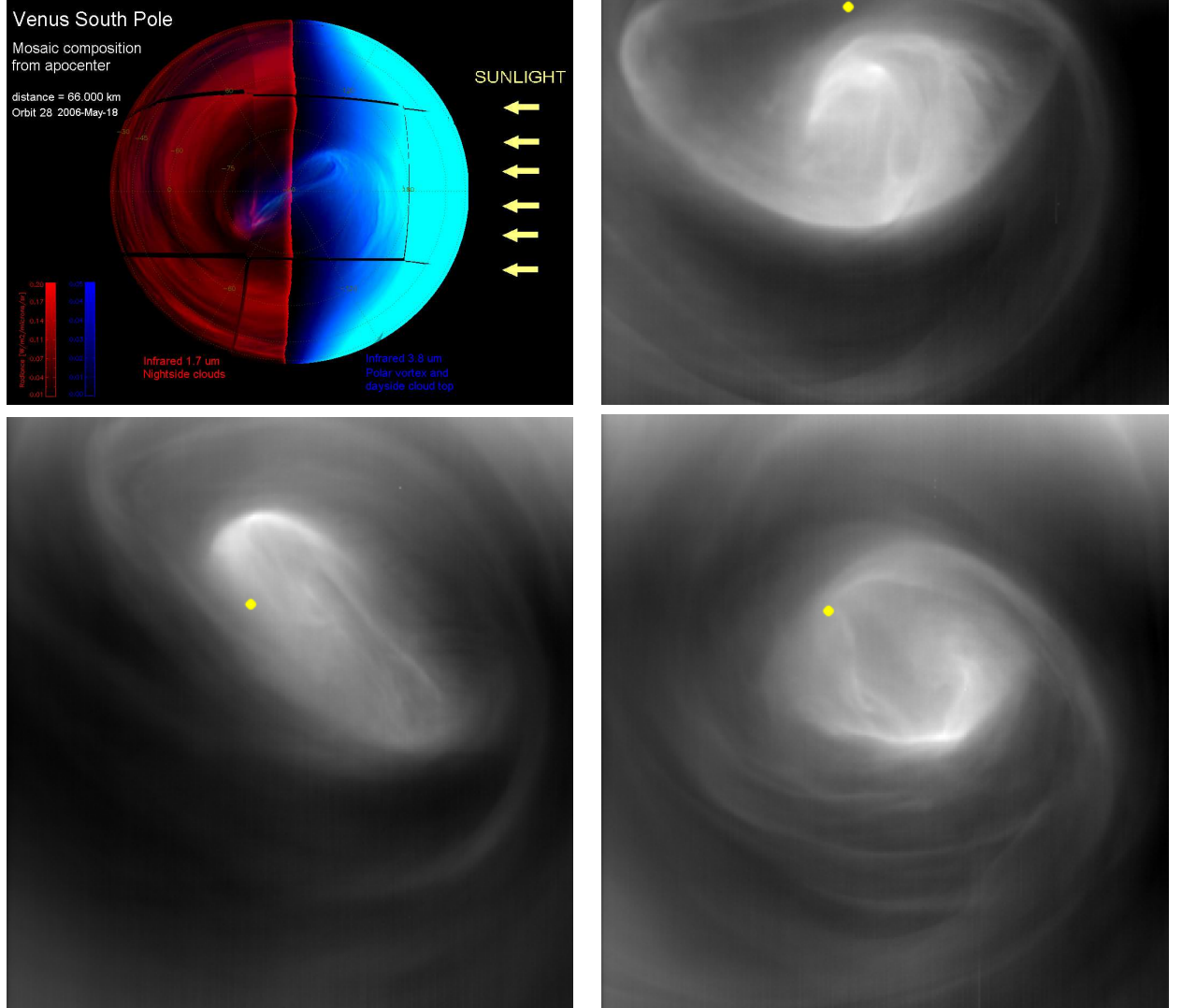
convection locale à basse latitude où l'insolation est grande et un régime quasi-laminaire à plus haute latitude.

**Impact possible de la topographie.** Venus Express/VIRTIS regarde également l'impact possible de la topographie sur les structures atmosphériques quand cela se présente : certaines images sondent l'atmosphère au-dessus de la région Alpha, qui correspond à un plateau avec des sommets de 4 km de haut (cf. Fig. 5.23). A cet endroit, on voit des structures atmosphériques dirigées dans toutes les directions, mais rien n'a été conclu sur l'origine précise de ces mouvements turbulents.

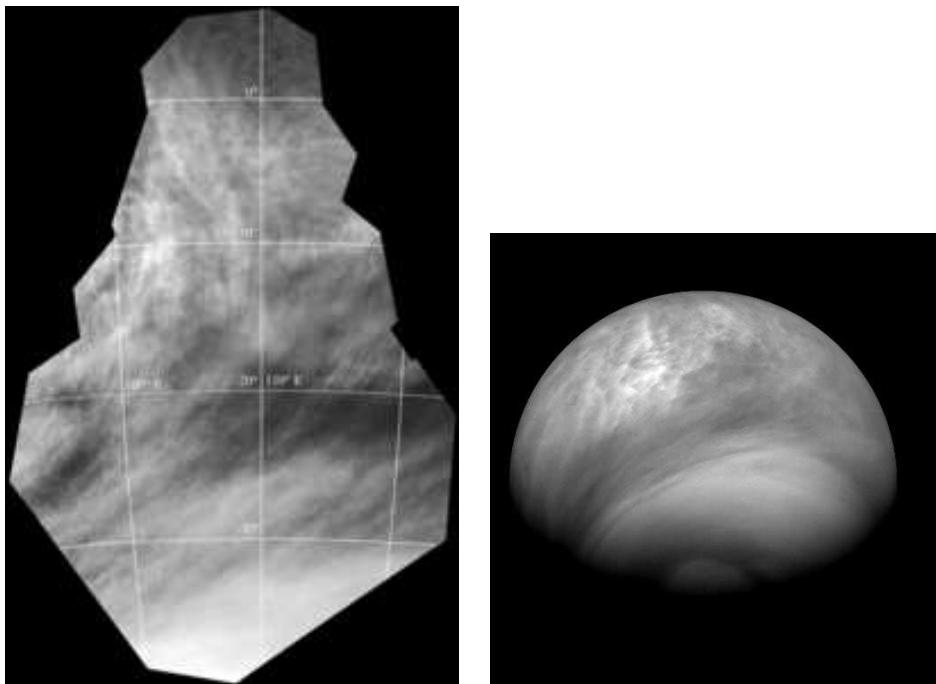
**Ondes.** VMC et VIRTIS ont également observé des ondes de grande échelle au niveau des nuages (cf. Fig. 5.23).

Des ondes ont été détectées par Venus Express/VIRTIS à la base des nuages (vers 47 km) par observation du rayonnement thermique et au sommet (vers 66 km) par des mesures du flux UV réfléchi (Peralta et al., 2008). Ces ondes ont été identifiées par ces mêmes auteurs comme des ondes de gravité se propageant dans les couches stables de l'atmosphère. Elle se propagent principalement vers l'ouest par rapport au flot moyen, avec des vitesses de phases relativement faibles : autour de  $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$  au sommet des nuages et autour de  $\sim 6 \text{ m s}^{-1}$  en dessous. Leurs longueurs d'onde zonale varient entre 60 et 130 km.

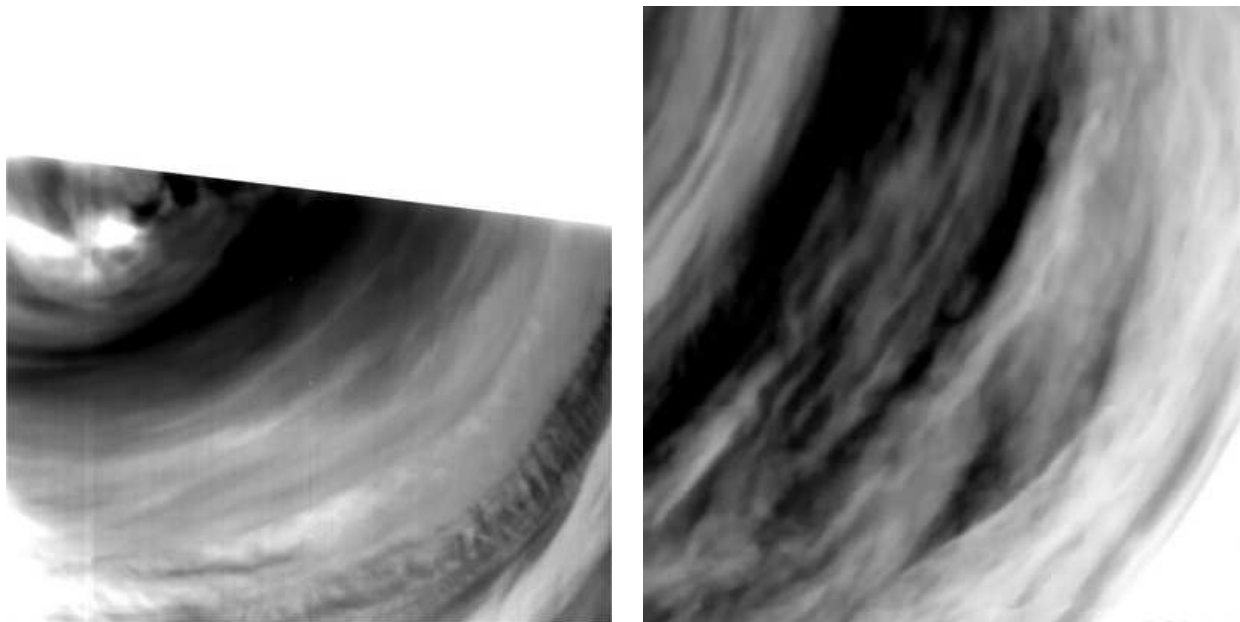
Le ou les sources de ces ondes restent incertaines. Elles ne semblent ni liées à la topographie, ni au cisaillement horizontal. Il est possible, par contre, que la convection joue un rôle dans le développement de ces structures (Peralta et al., 2008).



**Figure 5.21** – Pôle sud vu par *Venus Express*/VIRTIS. En haut à gauche : dans le visible ( $3.8\mu\text{m}$ ) côté jour à 65 km (bleu) et dans l'IR ( $1.7\mu\text{m}$ ) côté nuit à 45 km (rouge)(ID : SEM49273R8F). En haut à droite et en bas : dans l'IR (à  $5\mu\text{m}$ ), vers 60 km. En haut à droite (à un instant 0), avec une forme de tripôle (ID : SEMXKDM5NDF); en bas à gauche (1h plus tard), avec le dipôle caractéristique (ID : SEMWLDM5NDF) et en bas le à droite (24h plus tard), avec une forme circulaire (ID : SEMKLDM5NDF). Le centre de rotation du dipôle est indiqué par le point jaune dans les trois dernières images. Les images sont tirées du site internet de l'ESA.



**Figure 5.22** – *A gauche : cellules de convection observées par Venus Express/VMC. L'équateur se trouve en haut de l'image (ID : SEM1T273R8F). A droite : hémisphère sud vu par ce même instrument, montrant clairement la séparation entre les deux régimes de circulation : laminaire près du pôle et turbulent aux basses latitudes (ID : SEM82SVHJCF). Les images sont tirées du site internet de l'ESA.*



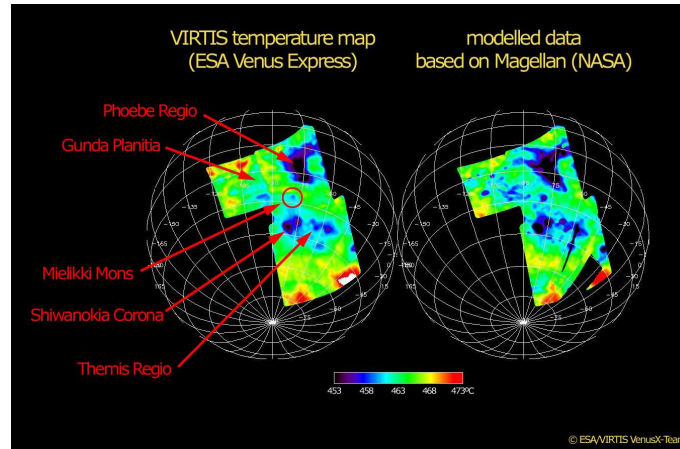
**Figure 5.23** – *Ondes et turbulence observés dans les nuages à  $1.7 \mu\text{m}$  ( $45 \text{ km}$ ) par Venus Express/VIRTIS. A gauche : près du pôle sud, au-delà de  $55^\circ\text{S}$ . Les ondes sont observées aux moyennes latitudes, et s'étendent sur près de  $150 \text{ km}$ . L'anneau sombre associé au collier froid est clairement visible (ID : SEMRBD0CYTE). A droite : au-dessus de la région Alpha (ID : SEM8N57DWZE). Les images sont tirées du site internet de l'ESA.*

### D) Abondances chimiques et les implications dynamiques

**Transport des composés CO, OCS et H<sub>2</sub>O.** Dans le spectre obtenu par Venus Express/VIRTIS, les composés secondaires, comme CO, OCS et H<sub>2</sub>O apparaissent clairement. Les distributions chimiques de la basse atmosphère sont observées par Venus Express/VIRTIS dans les spectres côté nuit (émission thermique infrarouge)(Tsang et al., 2007) : CO et d'autres composés sont observés à 35 km. VIRTIS étudie les distributions globales de ces composés, et permet d'étendre la couverture en latitude jusqu'à 60° dans les deux hémisphères. Il permet également l'étude de leurs variabilités temporelles et spatiales. Le monoxyde de carbone montre un enrichissement de 30-50% de l'équateur aux pôles, avec un maximum vers 55-60°, comme ce qu'avait observé par Galileo/NIMS (Collard et al., 1993). Les mesures à plus haute résolution spectrale depuis la Terre, avec IRTF/SpeX avaient également observé un enrichissement similaire dans l'hémisphère sud, et observé une anticorrélation entre les variations latitudinales de CO et OCS, entre 40°S et l'équateur. Les gradients verticaux de CO et OCS sont également déduits des observations (Marcq et al., 2005; Marcq and Encrenaz, 2006).

Cet enrichissement conforte l'hypothèse de l'existence d'une circulation du type cellules de Hadley, avec une branche ascendante dans les régions équatoriales et des branches descendantes au niveau des pôles. Selon ces mêmes auteurs, la variabilité dans l'abondance de CO a également des implications dynamiques.

### E) Température de surface



**Figure 5.24** – Température de surface mesurée par Venus Express/VIRTIS et Magellan dans l'hémisphère sud (site de l'ESA, ID : SEMNVYPJNVE).

VIRTIS a effectué des observations de la température de surface de l'hémisphère sud, de la même manière que Magellan (cf. Fig. 5.24). Les observations des deux missions, qui montrent une bonne corrélation, sont prises au-dessus du plateau de Themis qui s'étend vers  $35^\circ$  de latitude. Cette région a eu une forte activité volcanique dans le passé et peut-être encore maintenant. On y voit également la région de Phoebe, qui est également un haut plateau où la plupart des sondes soviétiques avaient atterri. Les régions plus froides (plus sombres) correspondent aux reliefs. Des structures géologiques diverses, proches de celles déjà identifiées auparavant ont ainsi été observées par Venus Express/VMC.

#### 5.3.4 Les questions en suspens

Différentes théories dynamiques ont été proposées pour chercher à interpréter certaines particularités observées dans la structure thermique de Vénus :

- a) Les discontinuités dans le profil vertical d'écart au profil adiabatique, et donc dans la stabilité verticale observées par toutes les sondes, ont été expliquées par une superposition de cellules de Hadley.
- b) L'observation de la propagation verticale des marées thermiques montre que la propagation de la marée semi-diurne est dominée par celle de la marée diurne. Pour expliquer cette observation, une variante de la théorie terrestre des marées thermiques a été développée dans les conditions de Vénus (Fels et al., 1984a). Sur Terre, c'est la marée semi-diurne qui présente un signal fort.
- c) Les fortes variations latitudinales de température entre 60 et 100 km, avec des pôles plus chauds que l'équateur seraient dues à des gradients thermiques loin de l'équilibre radiatif. Les pôles chauds sur Vénus, Titan et la Terre sont dus à du chauffage adiabatique, lié aux mouvements d'air descendants.

Ces points sont intéressants à mentionner, car ils nécessitent d'être mieux compris et en particulier le modèle que nous avons développé permettra de les tester.

### 5.4 Les MCGs de l'atmosphère de Vénus

#### 5.4.1 Les modèles vénusiens

##### I) Modéliser l'atmosphère de Vénus

###### Les premiers modèles Vénus

Kalnay de Rivas (1973, 1975) a effectué les premières simulations 2D de la circulation vénusienne à l'aide d'un modèle de Boussinesq, afin de tester l'hypothèse de Gierasch (1975). Elle a étudié les effets de la rotation et du chauffage solaire sur la circulation, et obtenu une circulation type Hadley avec un transport de moment cinétique vers les pôles dans la branche supérieure. Le fort cisaillement génère un vent rétrograde au-dessus des nuages (de l'ordre de  $10 \text{ m s}^{-1}$ ), qui reste beaucoup trop faible en intensité mais qui est déjà indicatif des processus de base.

Young and Pollack (1977) ont développé le premier MCG Venus et sont les premiers à reproduire le phénomène de superrotation avec des vents zonaux de l'ordre de  $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$ . Cependant, comme faisaient remarquer Rossow et al. (1980), leur modèle souffre d'une physique pas complètement réaliste, dans la mesure où d'une part la structure thermique est fixée et d'autre part la paramétrisation de la diffusion verticale induit une troncature

trop sévère : il n'y a pas assez de modes harmoniques qui sont explicitement calculés dans le modèle selon ces auteurs, ce qui leur fait dire que le modèle ne résoud pas assez de processus dynamiques. Ces remarques poussent Rossow et al. (1980) à émettre des doutes quant à la validité des conclusions de Young and Pollack (1977).

D'autres MCGs d'une atmosphère type terrestre avec la vitesse de rotation de Vénus sont ensuite développés, tous avec un forçage thermique. Ces modèles présentent tous une faible superrotation (Rossow, 1983; Del Genio et al., 1993; Del Genio and Zhou, 1996; Tourte, 1984) et confirment le mécanisme de Gierasch (1975) et Rossow and Williams (1979) (GRW, cf. section 2.6.1.A). De ces études sont ressorties les conclusions suivantes : pour obtenir une superrotation équatoriale, il faut que l'atmosphère supérieure soit fortement découplée de la basse atmosphère, afin de limiter les processus de friction, et que la résolution du modèle soit assez fine, afin de conserver correctement le moment cinétique dans l'atmosphère modélisée. La dissipation dans le modèle doit être la plus faible possible, ce qui risque alors d'être moins réaliste.

### Les modèles récents

Tous les modèles récents, hormis celui que nous développons et celui d'Ikeda et al. (2008), utilisent un forçage thermique (chauffage de l'atmosphère moyenne et contrastes latitudinaux de température). Ils confirment tous le mécanisme de GRW.

Parmi les modèles récents, on peut distinguer les modèles vénusiens développés à partir des modèles de prévision climatique terrestre comme : le modèle WRF ("Weather Research and Forecasting") de Caltech ; le modèle CAM ("Community Atmosphere Model", ou modèle "NCAR"), en cours de développement, qui va utiliser le code de transfert radiatif que nous utilisons (suite à une collaboration) ; et le modèle que nous développons au LMD. Ces deux derniers modèles visent à modéliser la superrotation en utilisant un transfert radiatif approprié à l'atmosphère de Vénus.

Les autres modèles développés actuellement utilisent tous un forçage radiatif ad hoc (champ de température prescrit). Parmi eux, nous avons les modèles anglo-saxons : le modèle d'Oxford (Lee et al., 2005, 2007; Lee, 2006b) ; le modèle EPIC ("Explicit Planetary Isentropic Coordinate") développé à l'Université de Louisville (Dowling et al., 2006; Dowling, 2007) ; et un modèle vénusien simplifié, développé à partir du modèle de NASA ARIES (Hollingsworth et al., 2007).

Les modèles japonais (de Messieurs Yamamoto et Takahashi) se placent également dans cette catégorie, et sont très compétitifs. Leurs modèles sont basés sur la version 5.6 du MCG du "Center for Climate System Research/National Institute for Environmental Study" (Numagitu et al., 1995). Il s'agit de modèles spectraux, à la différence des modèles présentés précédemment (sauf celui d'Oxford). Le modèle spectral T10 (Yamamoto and Takahashi, 2003a, constitués de 50 couches de 0-90 km, de résolution 32x16) présente des vents zonaux maximum de  $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$  à 60 km à  $\pm 60^\circ$ . Selon ces auteurs, ce sont les ondes (Rossby, mixtes Rossby-gravité et gravité) qui jouent le rôle de la diffusion dans le mécanisme de Gierasch (1975) lors du transport horizontal de moment cinétique. La propagation verticale des ondes de gravité ralentit la superrotation au sommet des nuages. Le modèle spectral T21 (Yamamoto and Takahashi, 2003b) permet des études plus précises des ondes équatoriales. Dans ce modèle, ils obtiennent l'onde à 4 jours terrestres (contrairement au modèle T10). Yamamoto and Takahashi (2004); Takagi and Matsuda (2007) ont également étudié le rôle de la marée thermique dans le transport horizontal de moment cinétique par

les perturbations.

Un modèle récent de circulation général vénusien est développé par Ikeda et al. (2008). Il utilise une autre méthode que celle que nous utilisons pour calculer la température de manière cohérente. Ils obtiennent une superrotation avec un maximum de vents zonaux dans les régions équatoriales au-dessus des nuages. Les marées thermiques jouent un rôle important dans leur modèle pour le transport horizontal de moment cinétique et les ondes de gravité qui sont paramétrées contribuent à maintenir la superrotation dans la basse atmosphère (sous les nuages) aux endroits où elles sont absorbées.

Les différentes études sur l'influence de la topographie ont conduit à des conclusions diverses et parfois opposées : Dowling et al. (2006); Dowling (2007) ont trouvé que l'intensité de la superrotation était réduite par la prise en compte de la topographie, par opposition aux conclusions de Yamamoto and Takahashi (2004); Takagi and Matsuda (2007).

## II) Modélisation des traceurs

Yung and Demore (1982) ont modélisé les profils verticaux des composés secondaires à l'aide d'un modèle photochimique 1D et Yung et al. (2008) ont obtenu la distribution de OCS (carte latitude-altitude) dans la basse atmosphère de Vénus avec un modèle 2D, pour lequel la circulation résiduelle et les coefficients de diffusion turbulente sont fixés et sont ceux du modèle de Lee et al. (2007). La distribution de OCS obtenue est cohérente avec une source à la surface et un transport vertical vers le haut dans les régions équatoriales où l'air est enrichi en OCS, et vers le bas dans les régions polaires où l'air est appauvri en OCS, en accord avec le gradient méridien observé.

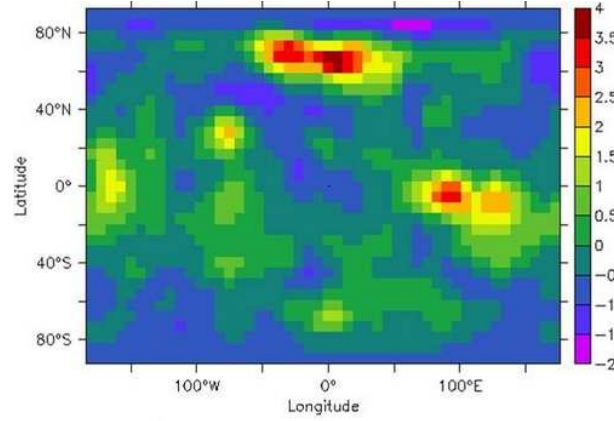
Pour modéliser correctement les espèces secondaires sur Vénus, il est nécessaire de bien représenter à la fois les processus de photochimie et de transport qui sont en compétition, comme sur Titan.

### 5.4.2 Caractéristiques de la simulation Vénus utilisée

#### I) Caractéristiques générales et difficultés rencontrées

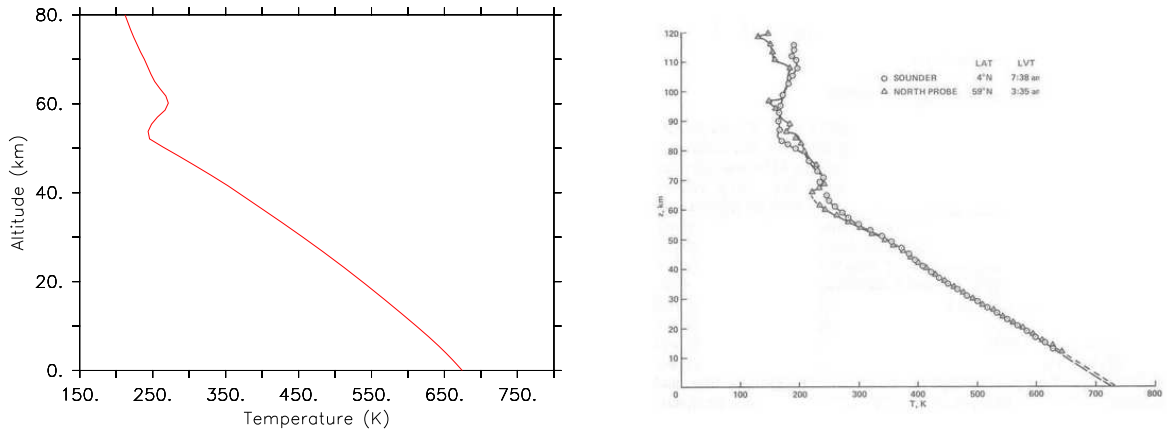
De nombreuses difficultés ont été rencontrées lors du développement du modèle vénusien et ne sont pas encore toutes résolues. Nous allons donc présenter l'état d'avancement du modèle et les problèmes rencontrés au moment où j'ai effectué le travail d'analyse qui sera présenté ici. Depuis, de nouveaux tests ont été effectués pour lesquels nous allons indiquer les principales caractéristiques.

Le modèle vénusien a tourné pendant 250 jours Venus, avec la topographie issue des données Magellan, et dégradée à la résolution du MCG (cf. Fig. 5.25), avec le cycle diurne, avec un  $C_p$  constant et en utilisant une matrice des  $\xi$  (cf. section 3.5.3) qui prend en compte la dépendance en latitude de l'altitude du sommet des nuages. Cette matrice des  $\xi$  utilisée présente un défaut : elle conduit à une température de surface trop faible par rapport aux observations VIRI (680 K au lieu de 730 K environ) et fait apparaître un coude dans les nuages qui n'est pas vraiment réaliste (minimum vers 55 km) (cf. Fig. 5.26), mais compte-tenu des incertitudes sur les données spectroscopiques utilisées, le champ de température modélisé obtenu à partir d'un transfert radiatif complet est satisfaisant dans l'ensemble.



**Figure 5.25** – Topographie issue des données Magellan (cf. Fig. 5.19) ajustée à la résolution du MCG Vénus (en km).

Dans les profils de température observée (Seiff, 1982b), aucune inversion n'est présente, sauf à hautes latitudes, au niveau du collier froid (cf. Fig. 5.26.b). Hormis ces imperfections sur la structure thermique, un état presque stationnaire est atteint avec une superrotation satisfaisante, et avec un moment cinétique quasiment stabilisé (ayant atteint une valeur constante dans le temps). Le problème qui s'est présenté à ce moment là, était la présence d'instabilités numériques à la base des nuages, qui nous auraient posé des difficultés pour l'étude des ondes en particulier.



**Figure 5.26** – Profil vertical de température dans le MCG Vénus en moyenne zonale et temporelle sur 1 jV (en K) à l'équateur (à gauche) et profils verticaux de température observés par Pioneer Venus (à droite) (Seiff, 1982b).



Nous avons donc utilisé cette simulation à 250 jours Vénus, effectuée pendant l'été 2007, comme état initial pour une nouvelle simulation : nous avons refait tourner le modèle sur une trentaine de jours vénusiens, en introduisant une chaleur spécifique,  $C_p$ , variable (cf. section 3.4.3), ce qui a permis de s'affranchir des instabilités numériques. Un autre problème est apparu alors : le moment cinétique ne se maintient plus et diminue progressivement dans le temps. Les simulations ne permettant pas de reproduire la stabilité de la superrotation obtenue précédemment, plusieurs hypothèses ont été émises pour essayer de cerner les problèmes, mais aucune réponse claire n'est ressortie de ces études. Le modèle utilisé ici n'est donc pas, pour le moment, satisfaisant en terme de modélisation réaliste de l'établissement de la superrotation. Cependant, étant donné que la simulation utilisée est en superrotation, l'étude des mécanismes qui maintiennent cette superrotation (à un instant donné) en terme de transport de moment cinétique au sein de l'atmosphère garde un certain sens.

A ce stade, la température moyenne n'est pas encore stabilisée et croît lentement dans le temps, mais en raison de la chute du moment cinétique, nous avons choisi de ne pas faire tourner trop longuement le modèle. Ce choix n'aura pas un impact notable dans les études qui seront présentées ensuite, en particulier pour celles des ondes, puisqu'il s'agira d'étudier les perturbations par rapport à un état moyen dont la température augmente lentement dans le temps.

**La simulation utilisée et les précautions à prendre sur la nature des résultats obtenus.** La simulation qui est présentée ici, est donc repartie de cet état déjà en superrotation, et a tourné 30 jours Vénus supplémentaires. On l'appellera "simulation de référence". A partir de cette simulation de référence, j'ai effectué d'autres simulations à plus haute résolution (250 pas/jV) pour l'étude des ondes, des mécanismes de transport, de l'effet du cycle diurne et de la topographie.

Au vu des problèmes présentés plus haut, nous garderons en tête que cette simulation, qui a été disponible pour finaliser mes études, n'est donc pas complètement satisfaisante. Le développement par l'équipe d'un modèle vénusien satisfaisant n'ayant pas abouti à temps, il faut prendre le travail qui va être présenté comme un "travail de pionnier", qui montre le type d'analyse qui peut être faite avec le modèle vénusien en cours de développement, tout en gardant en tête l'imperfection du modèle.

Avec cette simulation de référence disponible, je vais présenter dans cette partie les différents outils d'analyse que j'ai développés, et montrer qu'ils peuvent permettre de retrouver les principales caractéristiques de la circulation vénusienne moyenne et des ondes (cf. sections 5.5 et 5.7) qui ont été observées par les différentes missions, ainsi que les mécanismes de transport de moment cinétique conduisant au phénomène de superrotation (cf. sections 5.6 et 5.8).

Les études que j'ai effectué avec cette simulation, ont également été faites avec l'ensemble des simulations qui se sont succédées. Les quelques grands résultats qui sont ressortis de ces études, étant robustes d'une simulation à l'autre, on a fort à penser que les mécanismes qui vont être décrits ne sont pas complètement aberrants d'autant qu'ils sont confortés par un certain nombre d'observations et proches de résultats obtenus par des modèles "newtoniens", comme celui de Lee et al. (2005) ou du groupe des japonais, tout en étant plus réalistes en terme d'interaction entre la dynamique et la structure thermique. Ce type de comparaison grossière est également, et avant tout, un moyen de valider les outils que j'ai développés. Il sera cependant indispensable de réévaluer ce travail en appliquant

les outils que j'ai développés à une simulation plus satisfaisante dès qu'elle sera disponible, afin de valider ou non les résultats que je vais présenter dans cette partie.

**Derniers tests en date...** Depuis cette simulation, plusieurs erreurs apparues lors de l'adaptation du code terrestre au code vénusien, ont été rectifiées. Récemment, une modification de la matrice des  $\xi$  a été faite, avec un ajustement du continuum de  $\text{CO}_2$  dans l'infrarouge lointain, permettant d'obtenir une température de surface plus proche des 730 K observés. Suite à ces modifications, et à cette longue enquête qui a duré 1 an, de nouvelles simulations sont en cours.

## II) Introduction de traceurs passifs

Pendant cette thèse, j'ai introduit un schéma de traceurs dans le MCG vénus pour mieux contraindre les mouvements dynamiques et les mécanismes de transport (Crespin et al., 2006). Ce schéma, très modulable, permet de modéliser une chimie linéaire très simple. Selon les études envisagées, il est possible a) soit d'étudier un traceur passif très simple qui serait transporté par les mouvements dynamiques de l'atmosphère comme un colorant ; b) soit d'étudier le transport d'un traceur passif un peu plus élaboré pour lequel les sources et les puits sont représentés par une relaxation du profil vertical de rapport de mélange vers un profil vertical prescrit.

**Dans le premier cas :** des études simples ont été menées pour visualiser le transport (ou la diffusion) de traceurs passifs très simples, se comportant comme des colorants, indicatifs des mouvements dynamiques : des bandes en latitude et altitude de traceurs de rapport de mélange constant sont fixées, pour étudier les mouvements de grande échelle ; d'autres sont fixées en un endroit donnée de l'atmosphère pour étudier des mouvements plus locaux...

Quelques résultats de ce travail sont présentés dans la section 5.9.1.

**Dans le deuxième cas :** l'équilibre chimique réel entre les sources et les puits d'une espèce chimique  $i$  est modélisé par une relaxation linéaire du rapport de mélange de ce composé  $q_i(\lambda, \phi, z, t)$  vers un profil vertical fixé  $q_i^0(z)$ , avec une constante de temps de relaxation  $\tau_i$ . Le terme source net est alors calculé dans la partie physique du modèle comme suit :

$$\left(\frac{dq_i}{dt}\right)_{relax} = \frac{q_i^0(z) - q_i(\lambda, \phi, z, t)}{\tau_i} \quad (5.1)$$

Le profil  $q_i^0(z)$  peut être choisi pour représenter les observations de ce composé. Une fois qu'un état stationnaire est atteint, la distribution obtenue de ce traceur passif résulte d'un compromis entre les mécanismes d'advection par la dynamique (transport) et de la relaxation vers le profil prescrit.

Ce schéma est proche de celui qui avait été développé pour Titan, lors de l'étude des traceurs idéalisés (Lebonnois et al., 2001; Hourdin et al., 2004), ou sur Terre. On peut remarquer que différentes valeurs de  $\tau_i(z)$  peuvent être fixées en fonction de l'altitude.

Marcq et al. (2008a) a mené une étude sur les variations latitudinales de CO et OCS sous les nuages en utilisant le Modèle de Circulation Général Vénus développé par Lebonnois et al. (2005, 2006c,a,b), et le schéma de traceurs que j'ai adapté au modèle (Crespin et al., 2006). La constante de temps de relaxation,  $\tau_i(z)$  est uniforme en altitude pour les deux espèces chimiques. Cette hypothèse est grossière, mais il faut garder en mémoire les fortes incertitudes qui existent sur la cinétique chimique de la basse atmosphère vénusienne.

Les résultats principaux de ce travail sont présentés de manière succincte dans la section 5.9.1.

## 5.5 Circulation moyenne modélisée

La circulation moyenne (vents zonaux moyens et circulation méridienne moyenne) correspond à un état de base de l'atmosphère, qui permet d'expliquer les principaux mécanismes de transport observés (transport de moment cinétique et de traceurs). Elle correspond à un état moyenné en longitude (moyenne zonale), assimilable à une structure axisymétrique, et moyenné en temps (moyenne temporelle). La moyenne zonale permet de s'affranchir des perturbations longitudinales et la moyenne temporelle, des transitoires.

Je vais, dans cette partie, dresser un tableau de la circulation moyenne obtenue dans notre Modèle de Circulation Générale, et montrer le lien fort qui existe entre la structure thermique et la circulation modélisées, lien qui ne peut être décrit que grâce à l'utilisation d'un modèle de transfert radiatif adapté à Vénus comme celui que nous développons.

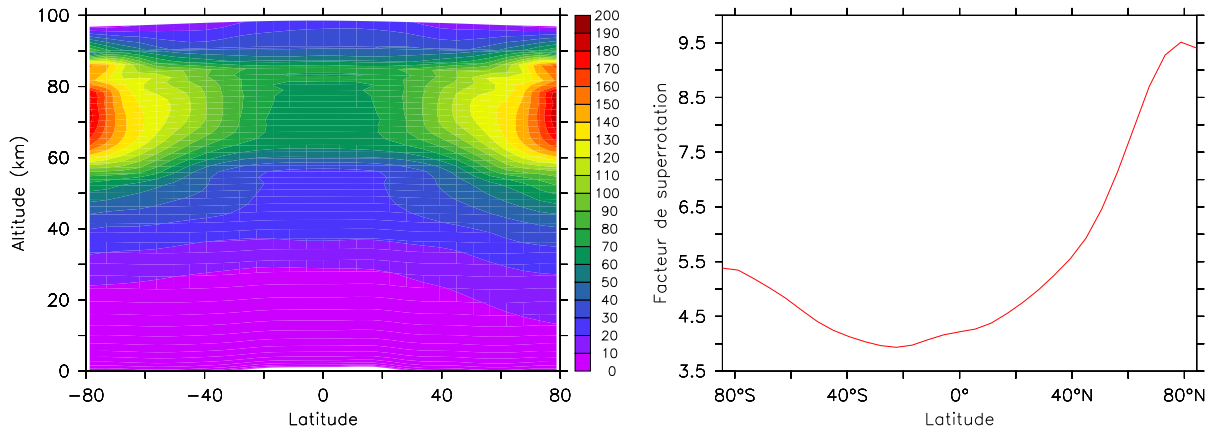
J'ai mené une étude préliminaire de comparaison entre la circulation moyenne modélisée et les observations, qui ne tient pas compte des variations entre les parties jour et nuit, pour montrer simplement que le modèle développé n'est pas complètement aberrant en terme de tendances moyennes. Une étude plus approfondie de comparaison devra être menée quand une simulation plus satisfaisante sera disponible, en insistant particulièrement sur les études de la variabilité dans l'atmosphère Vénus : variabilité spatiale et temporelle qui semble jouer un rôle important dans la dynamique vénusienne, surtout pour la description de la circulation méridienne.

Des observations ont été effectuées à la fois dans les parties jour et nuit par les sondes Pioneer Venus en particulier, pour les vents (cf. section 5.2.6), de même que pour la température (cf. section 5.2.3). Ces observations ont indiqué d'une part que la structure verticale du vent zonal varie peu entre le jour et la nuit jusque vers 60 km (cf. Fig. 5.32) et d'autre part que la variabilité jour-nuit dans les profils verticaux de température se font sentir surtout dans la thermosphère, située au-delà des limites du modèle. D'une manière générale, la variabilité des mécanismes entre les côtés jour et nuit étant peu contrainte actuellement par les observations, nous nous contentons ici des observations disponibles, mais nous gardons à l'esprit qu'une étude plus détaillée, portant spécifiquement sur la variabilité devra être faite. En particulier, l'étude de traceurs passifs comme CO et OCS qui ont été observés dans la basse atmosphère de Vénus (autour de 30-35 km) dans le côté nuit (cf. section 5.3.3) constitue un premier moyen d'étude de cette variabilité.

### 5.5.1 Etablissement du régime de superrotation

Le facteur de superrotation a été défini dans la section 2.1, par l'équation 2.1. Il est tracé sur la Figure 5.27 pour la simulation de référence en moyenne zonale et temporelle sur 1 jour vénus. Intégré verticalement sur l'atmosphère (cf. Fig. 5.27.b), on constate qu'il varie entre 4 et 10 selon la latitude, avec une valeur moyenne de 5 (qui est en dessous de la valeur attendue de 10).

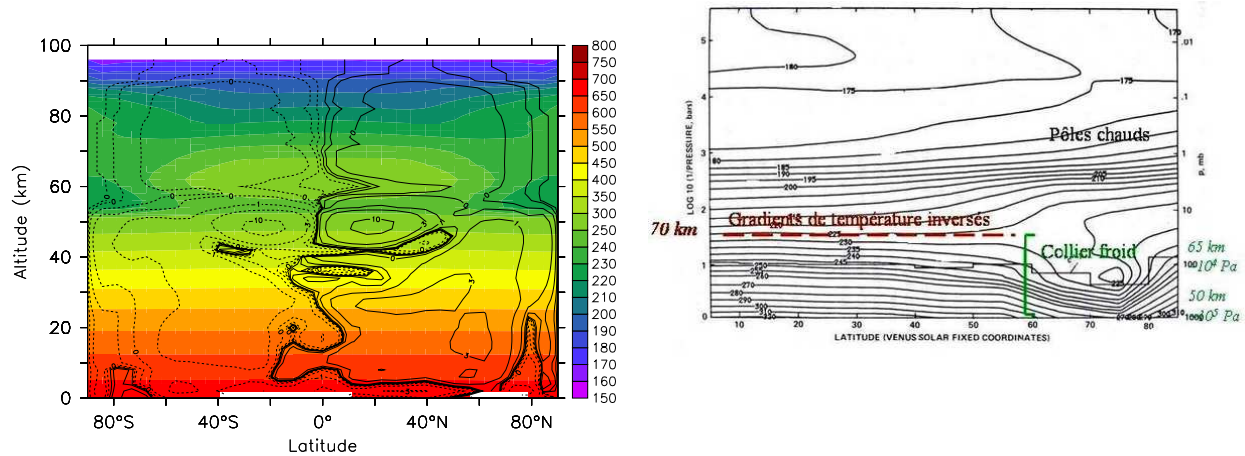
La superrotation dans le modèle se met lentement en place : il faut compter plusieurs centaines de jours vénusiens pour commencer à voir le moment cinétique total se stabiliser. Pendant cette thèse, je n'ai pas étudié les mécanismes d'établissement de la superrotation dans le modèle mais plutôt les mécanismes de maintien de l'atmosphère en superrotation une fois qu'elle est à peu près stabilisée.



**Figure 5.27** – Facteur de superrotation du MCG Vénus en moyenne zonale et temporelle sur 1 jV. A droite : intégré verticalement.

### 5.5.2 Structure moyenne de l'atmosphère modélisée une fois équilibrée

#### A) Structure thermique modélisée



**Figure 5.28** – Carte méridienne (latitude-altitude) de température dans le MCG Vénus en moyenne zonale et temporelle sur 1 jV et de 0 à 100 km (en K)(à gauche) et carte méridienne déduite des observations Pioneer Venus dans l'hémisphère nord uniquement entre 50 et 110 km environ (à droite) (Seiff et al., 1985)(en K).

**Caractéristiques de la structure thermique modélisée.** La structure thermique modélisée avec la simulation de référence est représentée sur la Figure 5.28, où est représentée la carte méridienne (altitude-latitude) de température en moyenne zonale et temporelle (sur 1 jV).

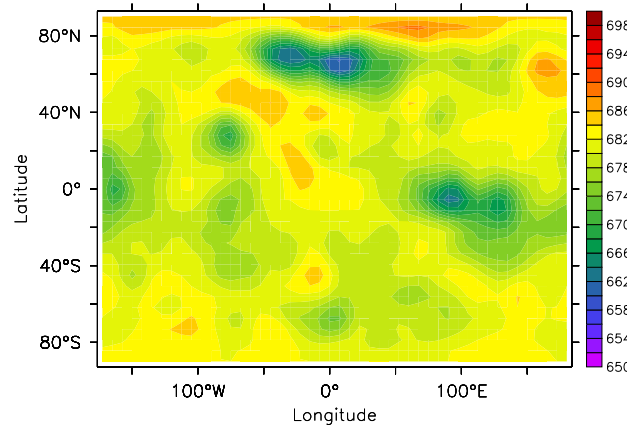
Sur la carte méridienne (latitude-altitude) de température déduite des observations de Pioneer Venus (cf. Fig. 5.28.b, entre 50 et 110 km seulement), un collier froid est

présent entre 50 et 65 km et entre 60°N et 80°N. Une telle inversion du gradient vertical de température est en partie représentée dans le modèle (cf. Fig. 5.28.a). Ce collier froid joue un rôle dans l'accélération verticale du vent zonal, comme nous le discuterons dans la section 5.5.2.c.

A partir de 70 km, une inversion de température équateur-pôle se produit clairement dans ces observations et qui est reproduite par le modèle. Les pôles chauds montrent qu'à ces altitudes l'accélération verticale du vent zonal prend fin (cf. Fig. 5.31).

Une autre caractéristique de la structure méridienne moyenne de la température modélisée porte sur les faibles contrastes thermiques latitudinaux en dessous de 50 km (de quelques Kelvins), qui sont un peu plus faibles que dans les observations (Seiff et al., 1980; Sromovsky et al., 1985; Zasova et al., 2007). Cela montre que l'atmosphère modélisée est très stratifiée.

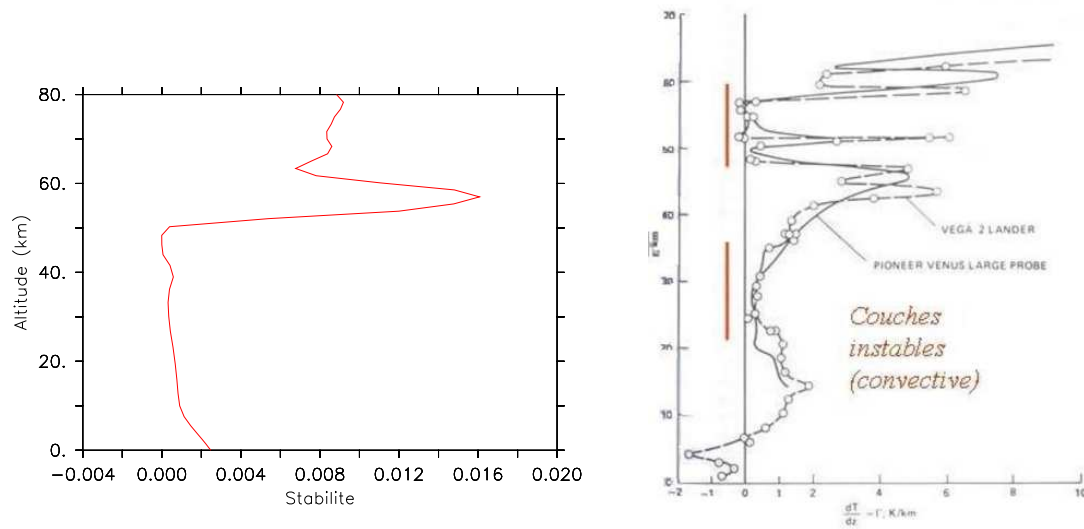
Il y a donc trois régions dans la structure thermique modélisée de l'atmosphère de Vénus : (a) la basse atmosphère avec de faibles contrastes latitudinaux de température ; (b) une zone de collier froid dans les régions polaires vers 50-65 km ; (c) des pôles chauds au-dessus de 70 km. Ces contrastes vont piloter la circulation de l'atmosphère, comme nous le verrons dans la section 5.5.2.C.



**Figure 5.29** – Coupe latitude-longitude instantanée de la température de surface dans le MCG Vénus, indicatif de la topographie (en K).

**Température de surface.** La carte de la température de surface est représentée sur la Figure 5.29. Celle-ci varie entre 650 et 700 K, ce qui est un peu moins élevée que dans les diverses observations. Les reliefs sont associés à des températures plus basses que dans les vallées (de quelques dizaines de degrés Kelvin), comme dans les observations de Venus Express/VIRTIS et Magellan (cf. Fig. 5.24 de la section 5.3.3), et les variations de la température de surface sont très bien corrélées à la carte topographique entrée dans le MCG.

## B) Stabilité dans le modèle



**Figure 5.30** – Stabilité verticale dans le MCG Vénus : écart au profil adiabatique ( $dT/dz - g/C_p$ , en  $K m^{-1}$ ) (à gauche) et comparaison aux observations de Pioneer Venus (à droite) (Seiff and the VEGA Balloon Science Team, 1987) (en  $K m^{-1}$ ).

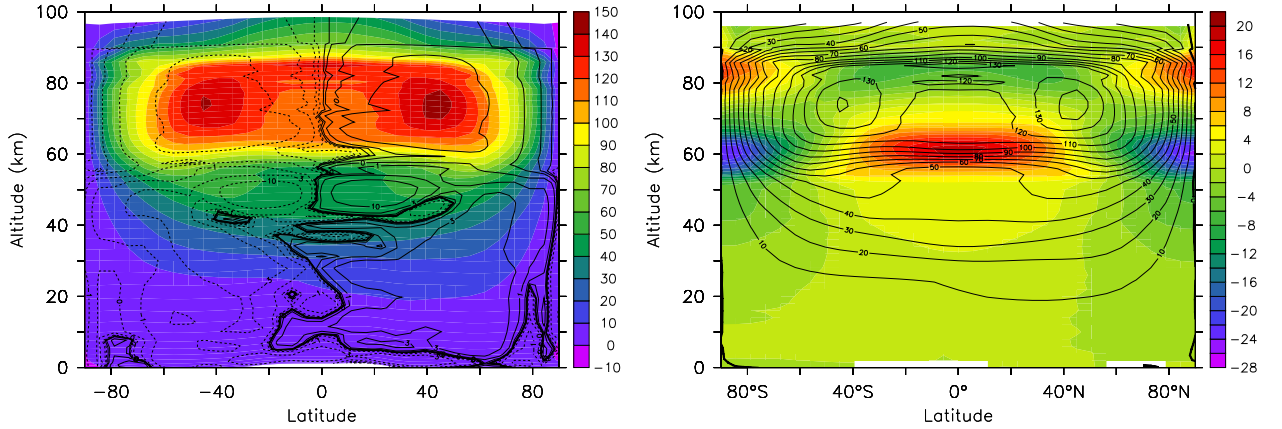
**Instabilités convectives dans le modèle.** Le profil vertical de stabilité de l'atmosphère vénusienne modélisé (écart au profil adiabatique) est représentée sur la Figure 5.30.a. Le modèle présente une couche fortement instable convectivement vers 50 km, en accord avec les observations de Pioneer Venus (cf. Fig. 5.30.b), mais aucune couche instable vers 30 km n'est modélisée.

**Instabilités de cisaillement dans le modèle.** Le modèle présente un fort cisaillement vertical du vent horizontal vers 60 km. Dans le modèle, le nombre de Richardson montre la présence de deux zones d'instabilités de Kelvin Helmholtz : l'une entre 40 et 50 km et l'autre vers 60 km (cf. section 1.6.1). Le nombre de Richardson déduit des observations Pioneer Venus indiquaient effectivement une zone d'instabilité de Kelvin Helmholtz vers 55-60 km, mais également vers 25 km.

Les mécanismes d'instabilité (convective et de Kelvin Helmholtz) de la basse atmosphère (vers 20-30 km) ne sont donc pas satisfaisants dans le modèle. Ils sont fortement liés à la fois à la structure thermique et à la distribution du vent horizontal.

## C) Écoulement zonal moyen

## a) Structure moyenne du vent zonal modélisé



**Figure 5.31** – *A gauche : Carte méridienne (latitude-altitude) du vent zonal en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV (en  $\text{m s}^{-1}$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , ligne pleine dans le sens de rotation des aiguilles d’une montre, ligne discontinue dans le sens inverse) dans le MCG Vénus. A droite : carte méridienne des contrastes latitudinaux de température (en K), qui montre la différence entre la température et sa moyenne latitudinale, avec le vent zonal moyen superposé (en  $\text{m s}^{-1}$ ).*

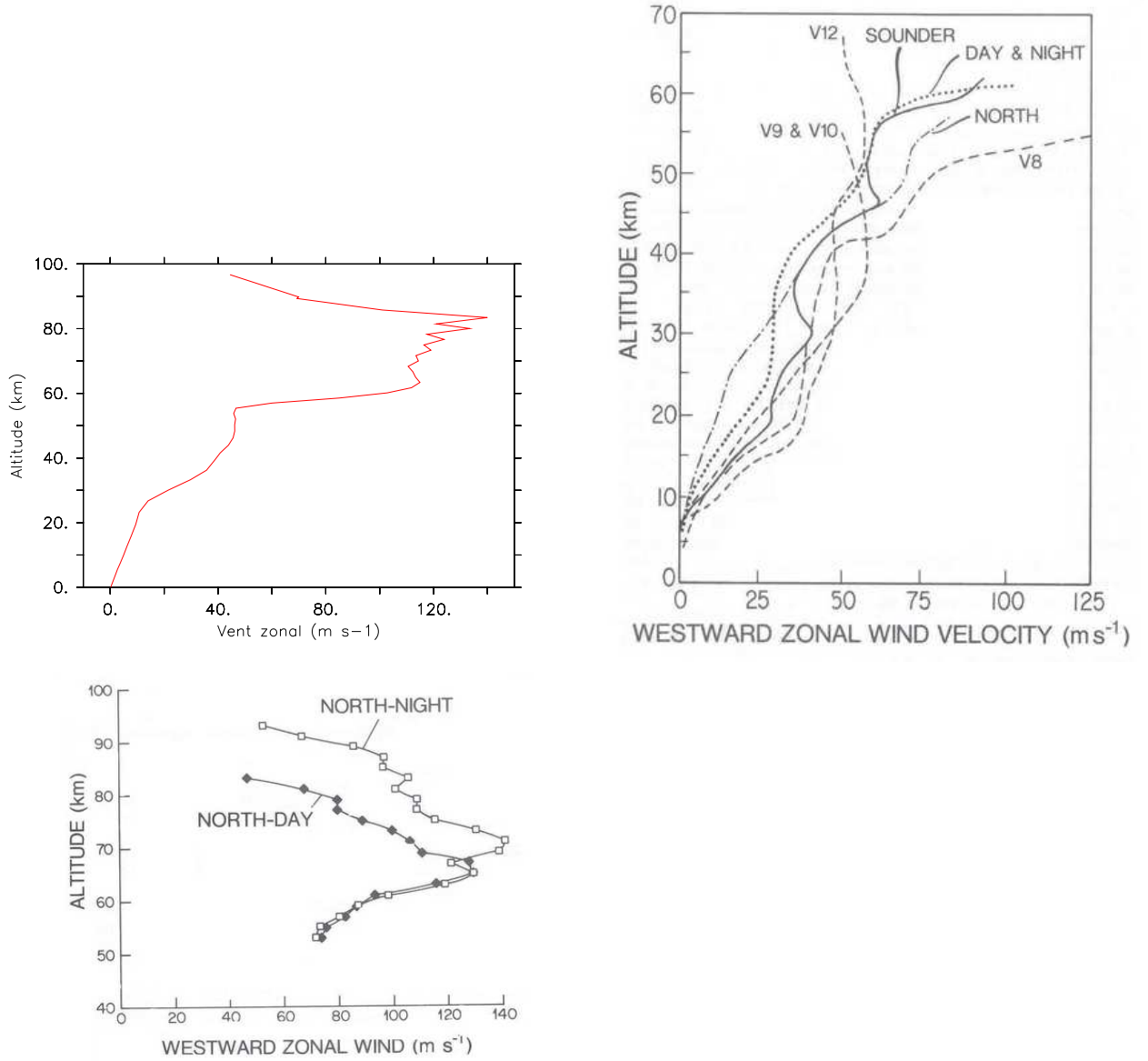
La carte méridienne (latitude-altitude) du vent zonal en moyenne zonale et temporelle (sur 1 jV) est représentée sur la Figure 5.31.a, avec la fonction de courant superposée. Une superrotation est obtenue avec des vents zonaux maximum atteignant  $\sim 150 \text{ m s}^{-1}$  vers  $40^\circ$ - $60^\circ$  de latitude nord et sud, et vers 70 km d’altitude, au niveau de la zone d’inversion du gradient latitudinal de température qui est située un peu au-dessus de la zone du maximum de forçage thermique (vers 60 km, cf. Fig. 5.31.b).

Le Figure 5.32 montre le profil vertical du vent zonal modélisé à l’équateur, en comparaison avec les observations des sondes Pioneer Venus, faites sur les côtés jour et nuit. Globalement, le profil modélisé est en bon accord avec les observations, avec un vent zonal qui croît progressivement avec l’altitude jusque vers 60 km environ où on atteint un maximum de vent zonal. Le vent zonal reste ensuite maximum entre 60 et 80 km puis redécroît avec l’altitude au-delà. Ces trois régions dans le vent zonal sont liées aux trois régions qui étaient ressorties de l’étude de la structure thermique (cf. section 5.5.2). Ces régions sont également clairement visibles sur la Figure 5.31.b : les régions équatoriales qui sont plus chaudes que les pôles entre environ 50 et 70 km accélèrent le vent zonal un peu au-dessus entre 70 et 80 km par l’équation du vent thermique pour un équilibre cyclostrophique (cf. équation 1.49 de la section 1.4.1.II.D) ; les pôles chauds situés au-dessus de 70 km contribuent à ralentir l’écoulement, de même qu’en-dessous des nuages. Ce type d’étude est analogue à celle qui avait été faite avec le modèle Titan (cf. section 4.6.3).

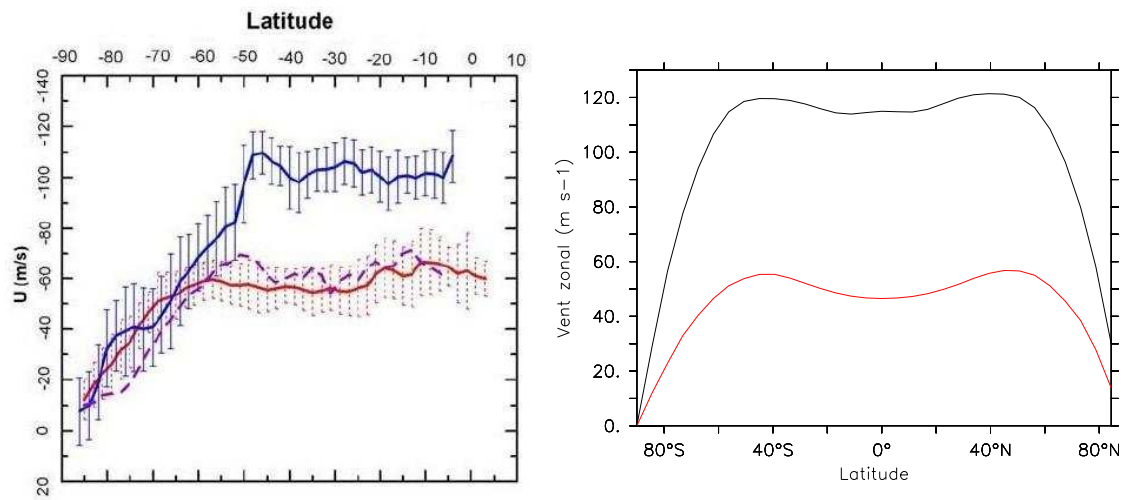
Les profils latitudinaux du vent zonal à 50 et 70 km sont représentés sur les Figures 5.33,



en comparaison aux observations de Venus Express/VIRTIS, qui a effectué des sondages sur les côtés jour (dans l’ultraviolet et le proche infrarouge) et nuit (dans l’infrarouge). A l’instar des profils observés, les profils modélisés ne présentent pas non plus de jets très marqués à hautes latitudes. Le vent zonal chute vers les pôles à partir de  $60^\circ$  de latitude, ce qui est confirmé par les observations de Venus Express, ainsi que les précédentes observations faites à l’échelle du globe par Mariner 10 (Limaye and Suomi, 1981), Pioneer Venus (Limaye et al., 1982, 1988; Belton et al., 1991) et Galileo (Belton et al., 1991). L’intensité du vent zonal modélisé dans les nuages est également cohérent avec cet ensemble d’observations : il varie entre 100 et 120  $\text{m s}^{-1}$  vers 70 km et autour de 50  $\text{m s}^{-1}$  vers 50 km, dans les régions équatoriales jusque vers  $60^\circ$ .

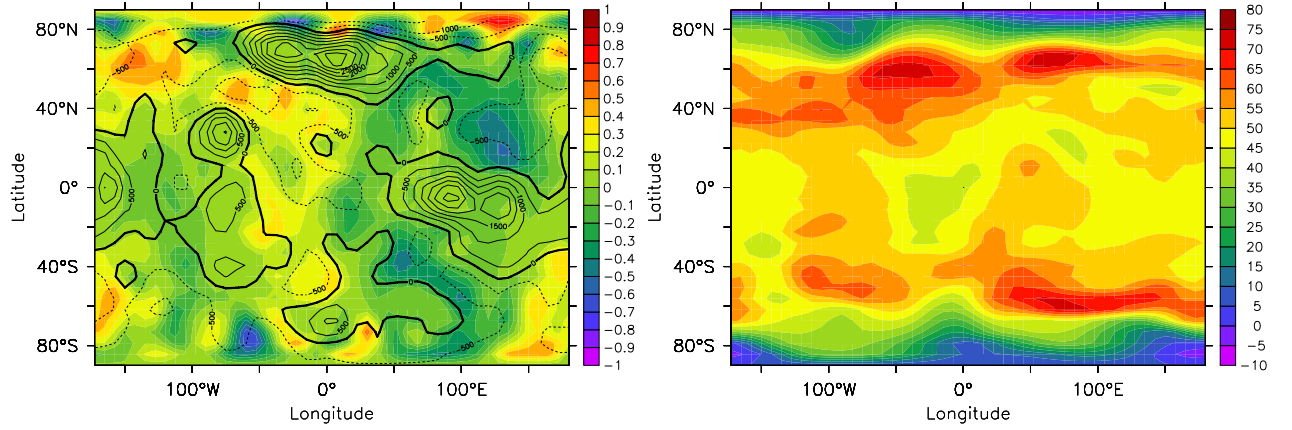


**Figure 5.32** – Profil vertical du vent zonal dans le MCG Vénus en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV à l'équateur (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (en haut à gauche) et comparaison avec les profils verticaux des sondes Pioneer Venus, côté jour et côté nuit observés jusqu'à 70 km (en haut à droite) (Schubert et al., 1980a) et entre 50 et 100 km, avec le contraste jour-nuit qui apparait clairement dans la mésosphère (Seiff et al., 1980; Seiff and Kirk, 1982; Seiff, 1982a; Counselman et al., 1980) (en  $\text{m s}^{-1}$ ).



**Figure 5.33** – A gauche : observations de *Venus Express* dans l’hémisphère sud à 47 km, dans l’infrarouge, côté nuit (1.74  $\mu$ m, rouge), à 61 km, dans le proche-infrarouge, côté jour (980 nm, violet) et à 66 km, dans l’ultraviolet, côté jour (380 nm, bleu) (Sanchez-Lavega et al., 2008) (en  $m s^{-1}$ ). A droite : profils latitudinaux du vent zonal dans le MCG Vénus en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV, dans l’hémisphère sud, à 70 km (ligne noire) et à 50 km (ligne rouge) (en  $m s^{-1}$ ).

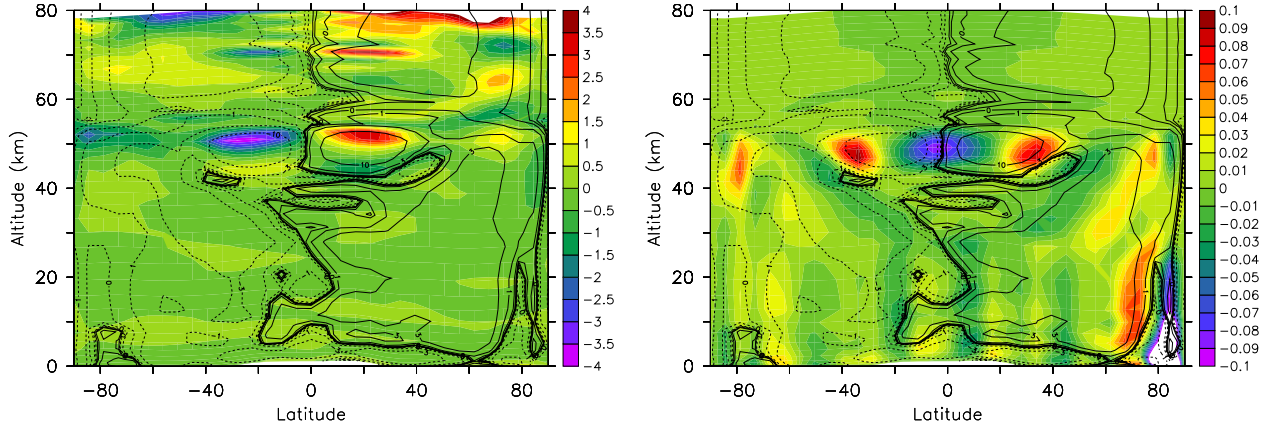
## b) Vents zonaux à la surface



**Figure 5.34** – Coupes latitude-longitude instantanées du vent zonal dans le MCG Vénus (en  $\text{m s}^{-1}$ ). A gauche : à la surface avec la topographie superposée (altitude en m). A droite : dans les nuages à 60 km.

Il est intéressant de mentionner la présence de vents zonaux négatifs très faibles (vers l'est) modélisés à la surface de Vénus, de l'ordre de  $-0.3 \text{ ms}^{-1}$ . En instantané, la coupe latitude-longitude de la Figure 5.34.a, qui représente le vent zonal à la surface, avec la topographie superposée, indique la présence de vents zonaux négatifs très localisés, plutôt dans les vallées dépressionnaires, côté nuit et à très hautes latitudes (vers  $80^\circ$  de latitude). Cette structure présente une grande variabilité spatiale et devra faire l'objet d'une étude plus détaillée.

## D) Circulation méridienne moyenne



**Figure 5.35** – Cartes méridiennes du vent méridien dans le MCG Vénus en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV, avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , ligne pleine dans le sens de rotation des aiguilles d’une montre, ligne discontinue dans le sens inverse). A gauche : vent méridien (en  $\text{m s}^{-1}$ ). A droite : vent vertical (négatif vers le haut, en  $\text{Pa s}^{-1}$ ).

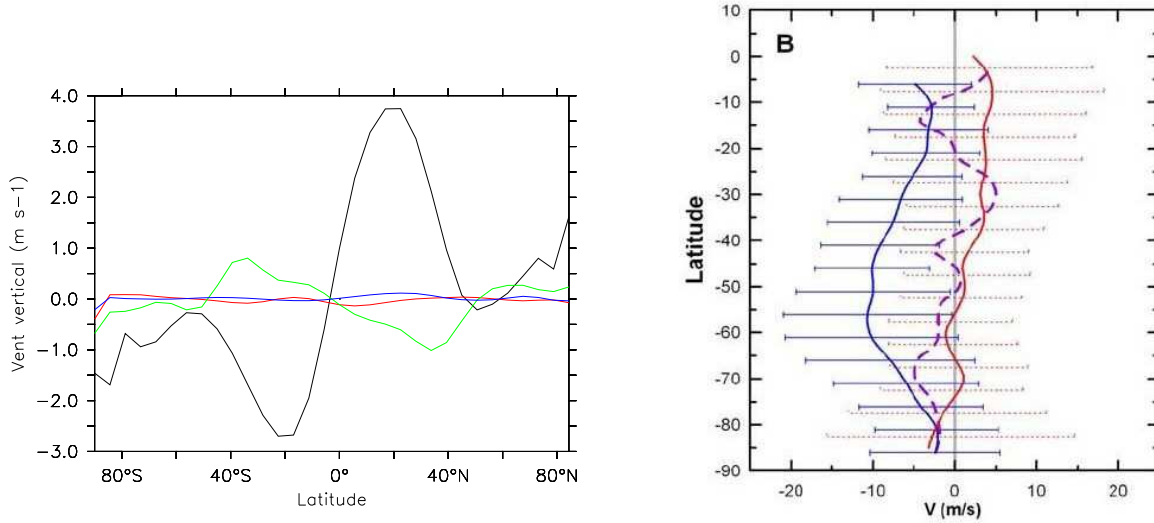
## a) Circulation méridienne moyenne

La circulation méridienne (dans le plan latitude-altitude) modélisée est représentée sur les Figures 5.35 avec le vent méridien et le vent vertical. La fonction de courant  $\psi$  est donnée par l’équation :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\rho_r \cos \phi \bar{v} \quad (5.2)$$

où  $\rho_r$  est la densité de l’atmosphère, et  $\bar{v}$  la moyenne zonale du vent méridien.

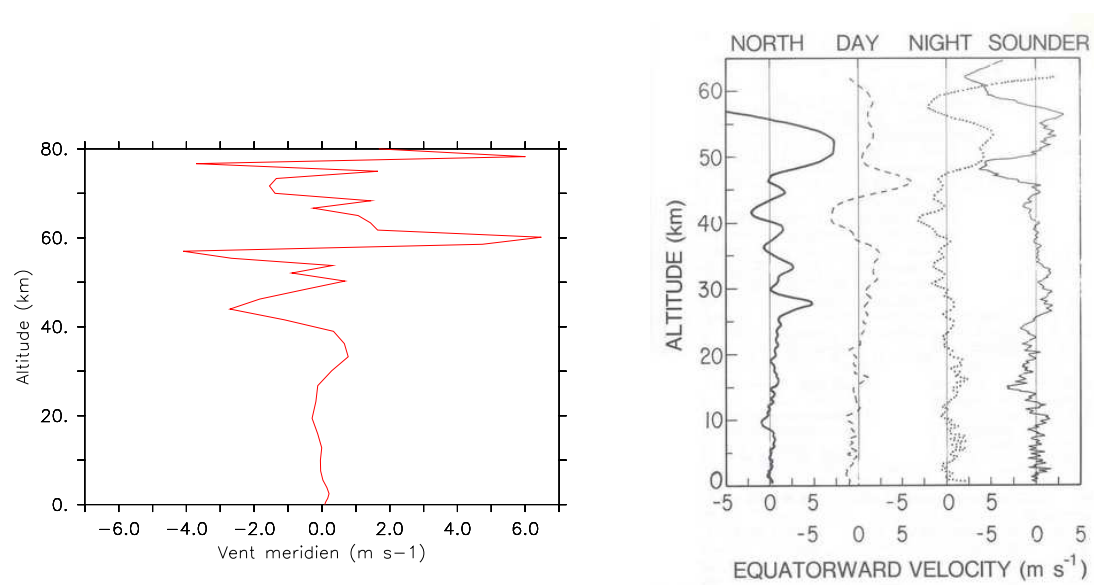
Dans la simulation, la circulation méridienne moyenne se compose d’une succession verticale de cellules méridiennes qui s’étendent de l’équateur jusqu’aux pôles. En effet, en raison de la faible vitesse de rotation de la planète solide, l’équilibre entre le gradient de pression et la composante latitudinale de la force centrifuge se fait à très haute latitude. Ces cellules méridiennes se superposent verticalement : deux grandes cellules s’étendent verticalement dans le sens direct de la surface jusque vers 30-40 km ; au-dessus deux petites cellules indirectes de quelques kilomètres d’extension verticale assurent la transition avec les cellules de Hadley directes situées dans les nuages entre environ 40 et  $\sim 50$ -60 km, et d’extension latitudinale limitée jusque vers  $\sim 50^\circ$  de latitude. La partie supérieure des cellules de Hadley, vers 50-55 km, qui part vers les pôles est très intense (cf. Figs. 5.35), en accord avec les observations qui étaient parvenues à ne mesurer que les mouvements vers les pôles, côté jour (cf. section 5.2.6).



**Figure 5.36** – *Profils latitudinaux du vent méridien dans le MCG Vénus en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV à 50 km (noir), à 40 km (vert), à 35 km (rouge) et à 30 km (bleu) (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (à gauche) et comparaison aux observations de Venus Express/VIRTIS (Sanchez-Lavega et al., 2008) (à droite).*

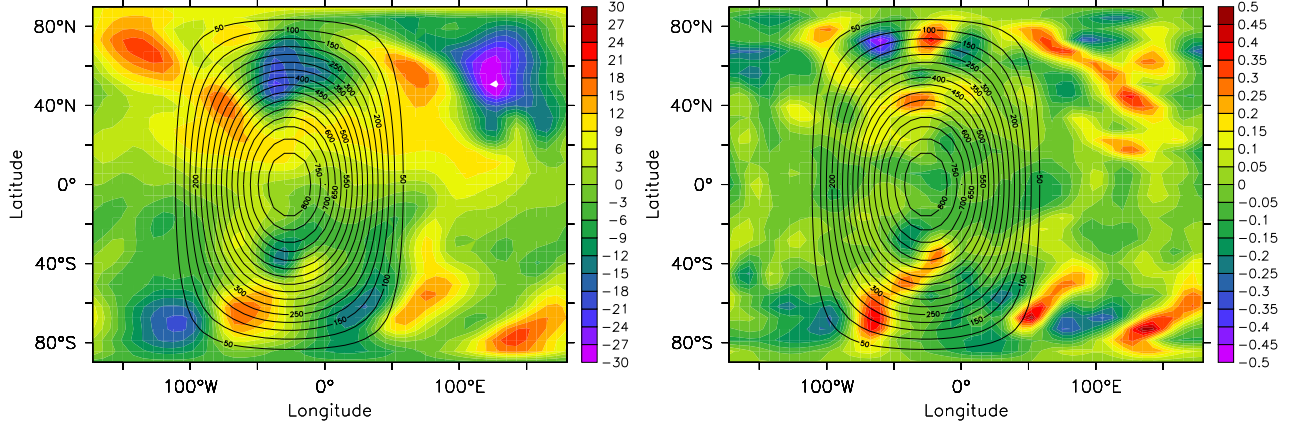
Les profils latitudinaux modélisés du vent méridien à différentes altitudes sont représentés sur la Figure 5.36.a, en comparaison aux observations de Venus Express/VIRTIS (Sanchez-Lavega et al., 2008). On voit clairement qu'un mouvement important vers les pôles se produit vers 50 km (avec des vents méridiens atteignant  $4 \text{ m s}^{-1}$ , en accord avec la branche supérieure de cellules méridiennes directes. Vers 40-45 km, le mouvement méridien se fait plutôt vers l'équateur et est donc associé à la branche retour des cellules de Hadley. Dans la basse atmosphère, vers 30 km, le mouvement méridien se fait vers les pôles, en accord avec des cellules directes.

Un profil vertical instantané du vent méridien modélisé est représenté sur la Figure 5.37.a. L'amplitude du vent méridien instantané modélisé varie peu entre le jour et la nuit et à différents instants (entre  $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$  et  $-10 \text{ m s}^{-1}$ ), et il est du même ordre de grandeur que dans les observations des sondes Pioneer Venus, faites sur les côtés jour et nuit (Counselman et al., 1980) (cf. Fig. 5.37.b). L'amplitude du vent méridien augmente avec l'altitude, en accord avec la discussion faite dans la section 5.2.6. Nous constatons que la variabilité verticale qui a été observée par les sondes est également présente dans le modèle.



**Figure 5.37** – Profil vertical du vent méridien dans le MCG Vénus instantané (en  $m s^{-1}$ ) (à gauche) et observé par les sondes Pioneer Venus (à droite) (Counselman et al., 1980) (en  $m s^{-1}$ ).

## b) Structure instantanée du vent méridien



**Figure 5.38** – Coupes latitude-longitude instantanées du vent méridien dans le MCG Vénus à 60 km. A gauche : vent méridien (en  $m s^{-1}$ ). A droite : vent vertical (en  $Pa s^{-1}$ , négatif vers le haut).

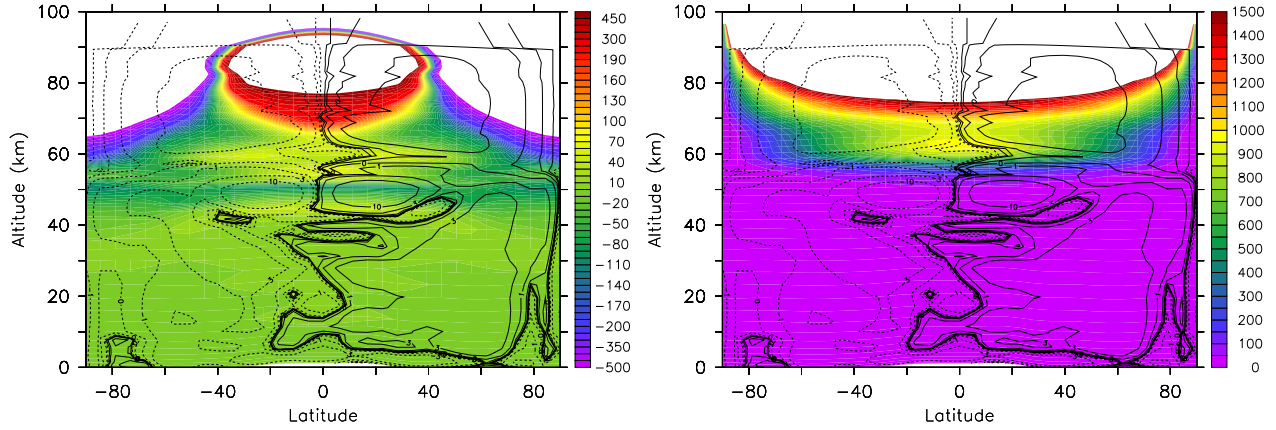
Les coupes latitude-longitude instantanées des vents méridien et vertical modélisés, qui sont représentées sur les Figures 5.38, montrent qu'il y a une grande variabilité en longitude de la distribution de ces vents.

Au point subsolaire, qui est indiqué par le maximum dans les contours du flux solaire au sommet, le vent méridien à 60 km (cf. Fig. 5.38.a) est bien dirigé vers les pôles jusqu'à  $40^\circ$  environ et dirigé vers l'équateur à plus hautes latitudes. On constate que ces mouvements avaient été décrits précédemment dans le cadre d'une moyenne longitudinale et temporelle et qu'ils ne concernent en réalité que la partie jour. Au niveau du terminateur (côté soir), les mouvements méridiens s'étendent jusqu'aux pôles. Pour la partie nuit, les mouvements méridiens sont plus confus. La variabilité temporelle et spatiale de ces structures méridiennes est donc grande.

Pour le vent vertical, on modélise un mouvement ascendant au niveau du point subsolaire à 60 km (cf. Fig. 5.38.b, vent vertical négatif vers le haut) et des mouvements descendants à plus hautes latitudes, mais les mouvements sont très cahotiques, indicatifs d'un problème plus complexe.



## c) Tendances radiatives à l'origine de la circulation méridienne modélisée



**Figure 5.39** – Cartes méridiennes des variations de température en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV dues au bilan radiatif (chauffage solaire plus le refroidissement infrarouge)(à gauche) et au chauffage solaire seul (à droite)(en  $K m^{-1}$ ).

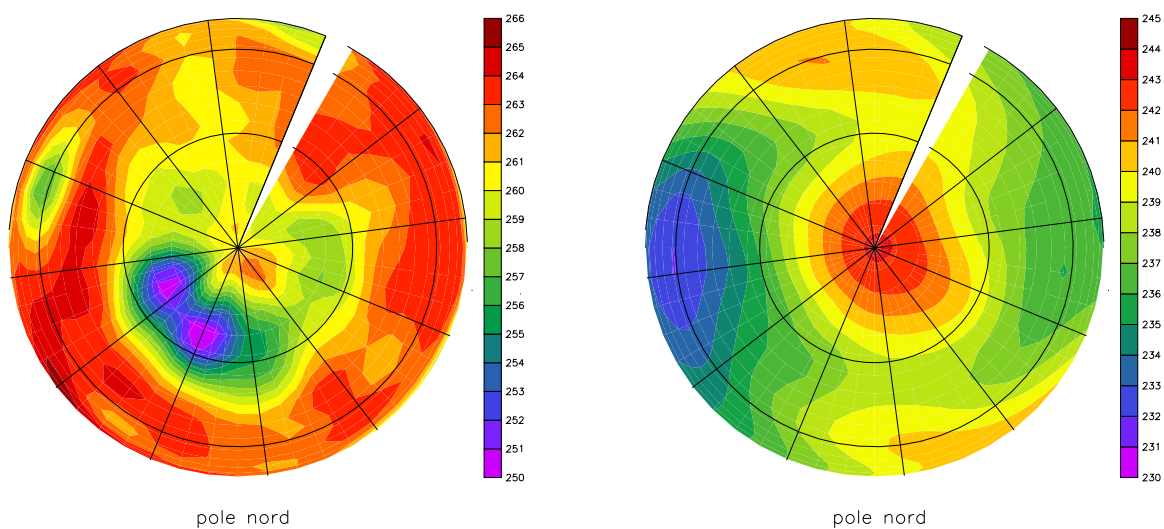
Sur les Figures 5.39 sont représentées les variations de température dues au bilan radiatif (chauffage solaire,  $dT/dz_{sol}$  et refroidissement infrarouge  $dT/dz_{IR}$ ) dans la simulation vénusienne et le chauffage solaire seul. Une couche plus froide apparaît vers 50 km qui se trouve dans la partie supérieure des cellules de Hadley. Cette couche a donc un rôle important dans la circulation méridienne moyenne. On constate également qu'un fort chauffage solaire se produit vers 40-45 km à la base des cellules de Hadley et vers 60 km, permettant d'expliquer les mouvements ascendants de l'air au niveau des régions équatoriales dans la mésosphère.

En résumé dans cette simulation, l'atmosphère modélisée se divise verticalement en différentes régions comme dans les observations (cf. section 5.2.6), probablement gouvernées par des régimes un peu différents : (a) la basse atmosphère, de la surface jusque vers 40 km environ est gouvernée par de faibles contrastes latitudinaux de température, associés à un vent zonal relativement faible, atteignant  $40 m s^{-1}$  vers 40 km. La circulation méridienne dans cette région est fortement influencée par la topographie qui la rend non-axisymétrique ; (b) la zone dans les nuages entre 40 km et un peu en dessous de 60 km est dominée par une circulation composée de cellules de Hadley, qui sont thermiquement dans le sens direct, centrées sur l'équateur. La limite supérieure des cellules de Hadley (vers 50-60 km) ainsi que le mouvement ascendant dans les régions équatoriales sont bien marqués dans le modèle et constituent des résultats robustes d'une simulation à l'autre ; (c) la région correspondant à la mésosphère (au-delà de 60 km) présentent des vents zonaux maximum, avec de grandes cellules méridiennes directes s'étendant jusqu'aux pôles et dominée par les marées thermiques (cf. section 5.2.6) ; (d) une région intermédiaire apparaît vers 40-45 km avec de petites cellules méridiennes indirectes qui font le lien entre les cellules méridiennes de la troposphère et les cellules de Hadley des nuages au-dessus.

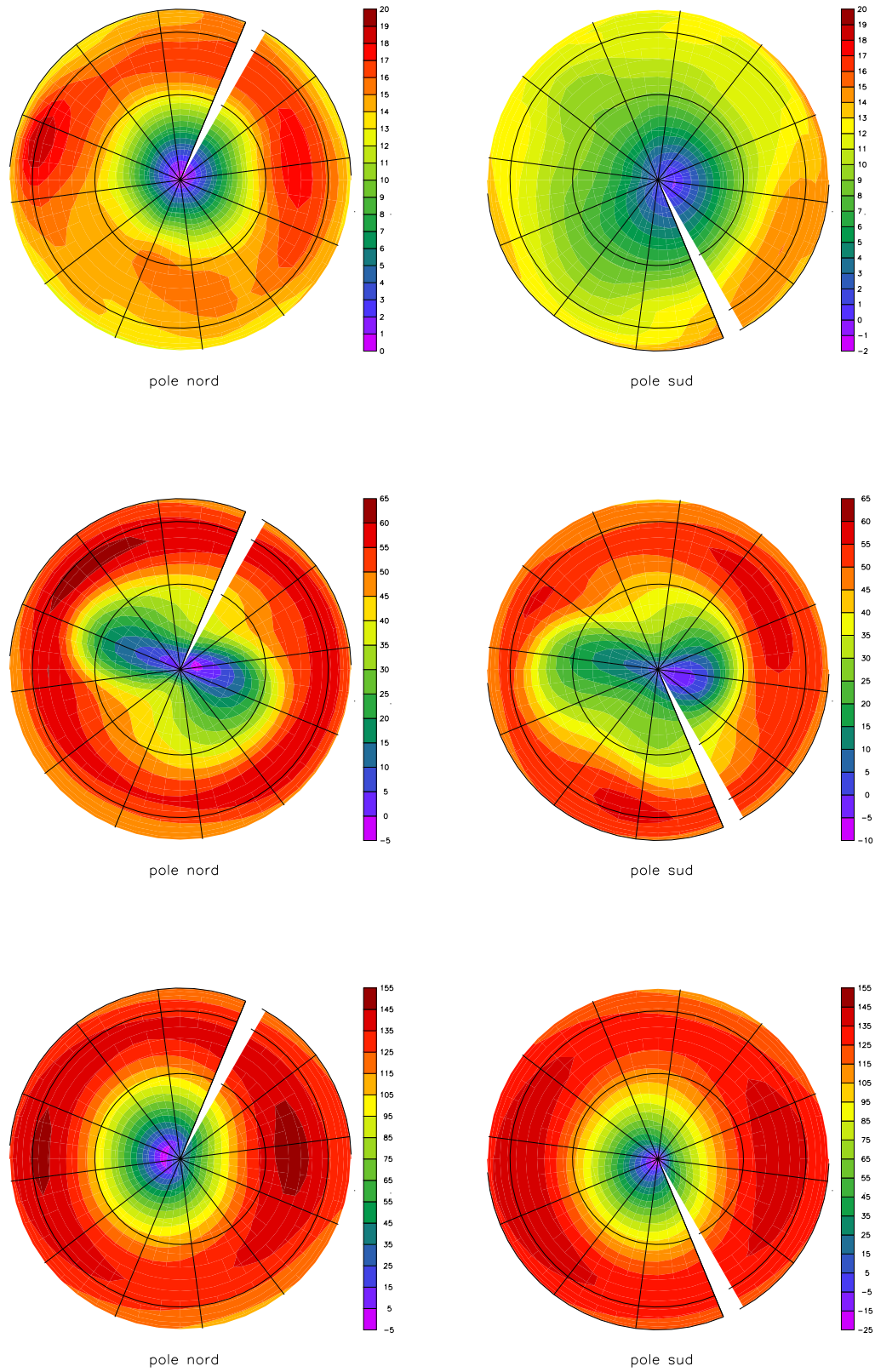
### E) Vortex polaires pour la circulation moyenne

Le vortex polaire, qui a été discuté dans les sections 5.2.6 et 5.3.3, peut également être étudié par les cartes longitude-latitude, centrées sur les pôles. Le modèle reproduit une structure thermique similaire aux observations au niveau des pôles, à l'exception du dipôle qui a été observé à l'intérieur du collier froid dans le champ de température. Les Figures 5.40 montrent les cartes des vortex polaires modélisées au pôle nord et au pôle sud dans le champ de température instantané. La structure thermique du modèle fait apparaître clairement un collier froid vers 55 km au pôle nord (cf. Fig. 5.40.a) et des pôles chauds au-dessus de 80 km (cf. Figs. 5.40.b). Cette structure du collier froid au pôle nord ne présente pas une grande variabilité dans le modèle, contrairement aux pôles chauds qui semblent correspondre à un mécanisme relativement ponctuel (qui se produit sur une durée de quelques jours terrestres). Les observations Pioneer Venus indiquaient que le collier froid piquait vers 65 km, avec une amplitude d'environ 20 K avec le milieu environnant, ce qui est assez bien reproduit par le modèle, avec une amplitude d'une dizaine de Kelvins. Ces observations faisaient apparaître des pôles chauds vers 70 km (Seiff et al., 1985, cf. Figs. 5.17 de la section 5.2.6). Le chauffage qui se produit fortement au niveau des pôles vers 80 km, et conduit à la présence de ces pôles plus chauds que l'équateur est peut-être lié à un mouvement important de subsidence.

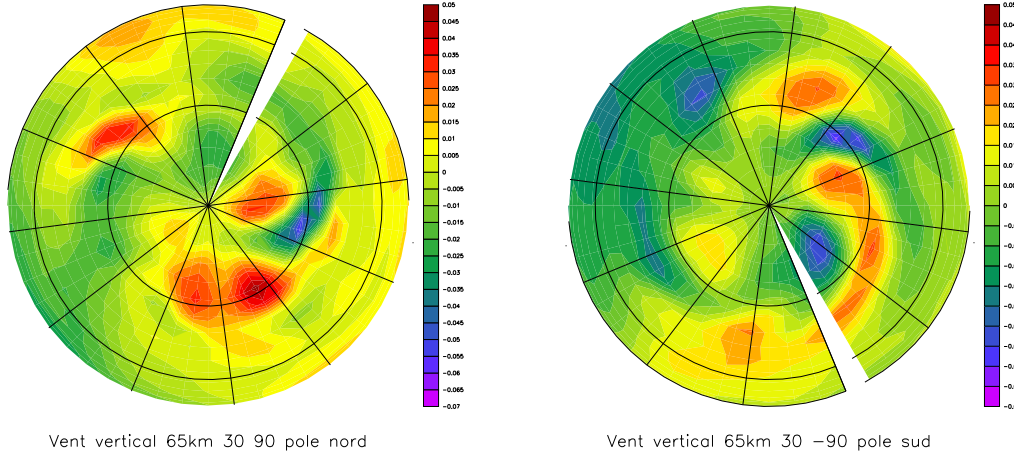
La carte des vents zonaux vus au-dessus des pôles donnent des informations importantes sur la circulation générale. La Figure 5.41 montre les vents zonaux instantanés aux pôles pour différentes altitudes (dans la basse atmosphère vers 30 km, dans les nuages vers 55 km et au-dessus vers 80 km). Des nombres d'onde zonaux apparaissent clairement sur ces figures (regarder les bords du vortex, aux latitudes proches de  $60^\circ$ ) et décroissent à mesure que la pression diminue : un nombre d'onde zonal de 4-5 est présent dans la troposphère jusque vers 45 km, puis un nombre d'onde de 2-3 dans les nuages (entre 45 et 65 km) et enfin un nombre d'onde zonal de 1 au-dessus. L'atmosphère se comporte comme un filtre des grands nombres d'onde et ne laisse passer progressivement que les faibles nombres d'onde. Cette décroissance en altitude du nombre d'onde zonal est probablement indicatif de la propagation verticale d'ondes dans cette région et ressemble peut-être à ce qu'on peut rencontrer sur Terre (réchauffement stratosphériques soudains). Des études plus approfondies devront être faites pour comprendre ce phénomène sur Vénus, lorsqu'une simulation plus satisfaisante sera disponible.



**Figure 5.40** – *Vortex polaires instantanés dans le champ de température (en K), à 55 km (à gauche) et à 80 km (à droite) dans le MCG Vénus au pôle nord. Les contours des cercles sont tous les  $30^\circ$  de latitude et l'équateur correspond au contour externe. Le pôle est au centre.*



**Figure 5.41** – Vortex polaires instantanés dans le champ de vent zonal (en  $\text{m s}^{-1}$ ), de haut en bas : à 30 km, à 55 km et à 80 km dans le CG Vénus. A gauche : pôle nord. A droite : pôle sud. Les contours des cercles sont tous les  $30^\circ$  de latitude et l'équateur correspond au contour externe. Le pôle est au centre.



**Figure 5.42** – *Vortex polaires instantanés dans le champ de vent vertical (en  $\text{Pa s}^{-1}$ ) à 65 km (négatif vers le haut) dans le MCG Vénus. A gauche : pôle nord. A droite : pôle sud. Les contours des cercles sont tous les  $30^\circ$  de latitude et l'équateur correspond au contour externe. Le pôle est au centre.*

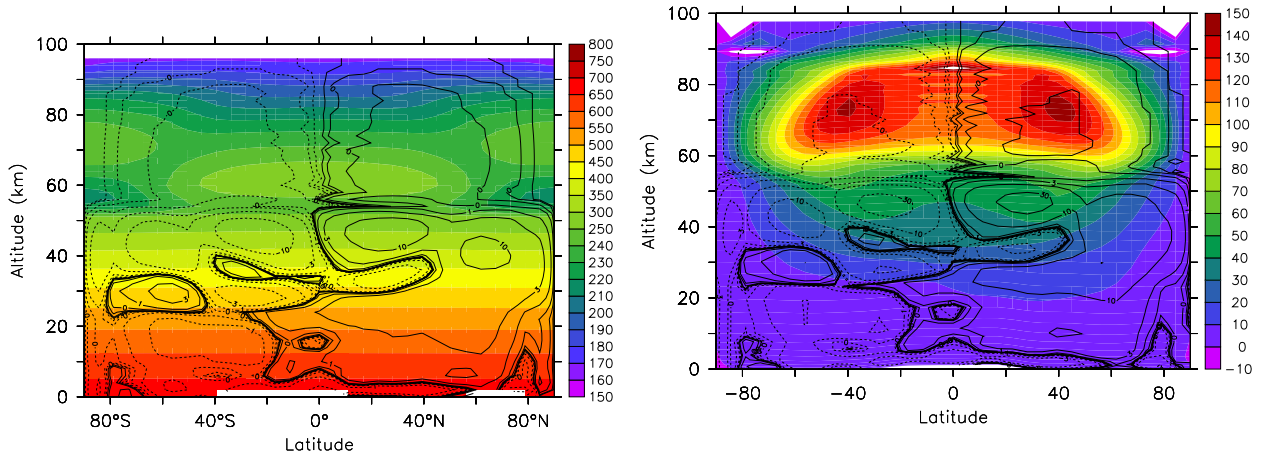
La carte des vents verticaux à 65 km de la Figure 5.42 indique qu'il existe des systèmes dépressionnaires forts au-dessus des pôles, avec des vitesses ascendantes fortes. Cependant, la présence d'un dipôle est particulièrement visible au pôle nord (légèrement excentré), alors que l'alternance de hautes et basses pressions aux bords du vortex polaire sud fait penser au régime de circulation des moyennes latitudes sur Terre. En particulier, cette structure pourrait indiquer la présence d'une onde de Rossby vers  $80^\circ$  de latitude dans le modèle vénusien. Cette discussion sera reprise dans la section 5.7.2.

## F) Effets du cycle diurne et de la topographie sur l'écoulement moyen

Nous allons présenter, de manière succincte, les principaux effets du cycle diurne et de la topographie sur la circulation moyenne modélisée, et nous nous attarderons plus particulièrement sur l'impact de ces deux effets sur le transport par les ondes (cf. sections 5.6.6, 5.8.4 et 5.8.5).

### Effets du cycle diurne

Nous avons effectué une simulation sans cycle diurne à partir de la simulation de référence qui avait tournée 280 jours Vénus, pendant 2 jours Vénus. En effectuant une simulation sans cycle diurne, on constate que la structure thermique globale n'est pas foncièrement modifiée (cf. Fig. 5.43). En raison de la présence de la topographie, la circulation méridienne moyenne n'est pas symétrique par rapport à l'équateur, mais les deux cellules de Hadley présentes entre 40 et 55-60 km sont des figures robustes de l'écoulement moyen. Quelques soient la simulation effectuée, elles sont toujours présentes. Seule leur extension verticale peut varier.



**Figure 5.43** – *Effets du cycle diurne sur la structure moyenne dans le MCG Vénus. A gauche : carte méridienne (latitude-altitude) de température en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV (en K). A droite : carte méridienne du vent zonal en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV (en  $m s^{-1}$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 kg s^{-1}$ ).*

Globalement, l'intensité et la structure du vent zonal ne sont pas modifiées dans cette simulation sans cycle diurne. Seul le gradient vertical du vent zonal vers 60° et 70-90 km est modifié : le vent zonal chute avec l'altitude alors que dans la simulation de référence, le vent zonal était plutôt constant dans cette gamme d'altitude. Cela vient du fait que les pôles chauds, dans la simulation sans cycle diurne, sont légèrement plus bas que dans la simulation de référence, induisant une décélération du vent zonal à plus basse altitude aux hautes latitudes.

La circulation méridienne moyenne dans la simulation sans cycle diurne est plus intense que dans la simulation de référence : les mouvements ascendants et descendants, ainsi que les mouvements latitudinaux sont donc renforcés dans cette simulation.

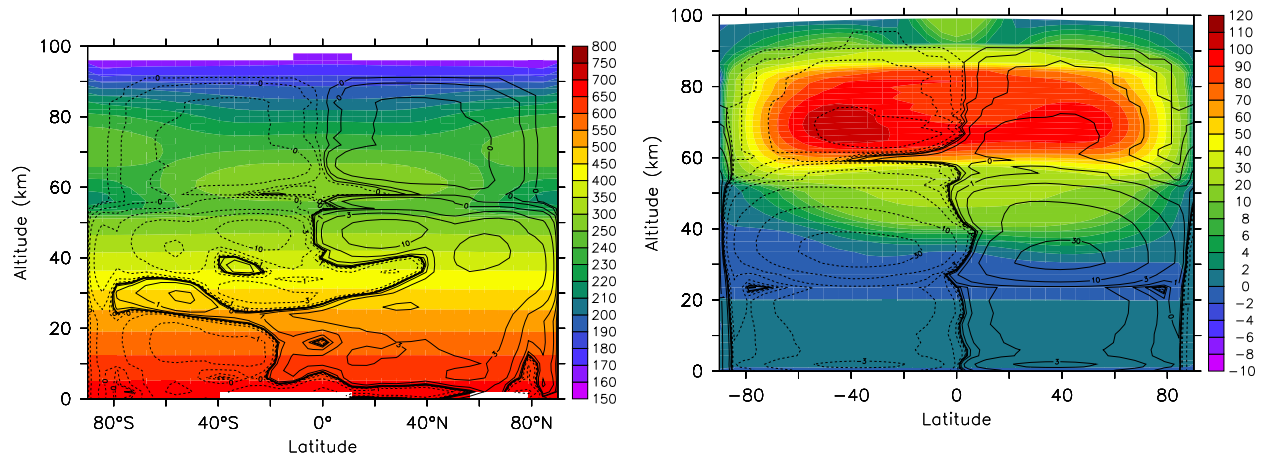
#### Effets de la topographie

Nous avons également effectué une simulation sans topographie qui part des 250 jours Vénus de la simulation de référence, que nous avons faite tourner pendant une trentaine de jours Vénus supplémentaires afin de la stabiliser.

La structure thermique dans cette simulation n'est pas globalement modifiée (cf. Fig. 5.44.a) : les régions équatoriales sont toujours plus chaudes que les pôles dans la partie supérieure des nuages (entre 60 et 70 km), ce qui est lié à l'accélération du vent zonal à ces altitudes (cf. Fig. 5.44.b) ; les pôles chauds au-delà de 80 km sont également liés au ralentissement de l'écoulement zonal moyen ; les contrastes de température dans la troposphère restent faibles.

Les deux jets présents au-dessus de 60 km dans la simulation de référence sont toujours visibles dans cette simulation sans topographie, mais avec une intensité légèrement plus faible ( $\sim 100 m s^{-1}$ ).

L'impact majeur de l'absence de topographie sur l'écoulement se produit surtout sur la circulation méridienne moyenne. Les deux cellules de Hadley sont plus étendues verti-



**Figure 5.44** – *Effets de l'absence de topographie sur la structure moyenne dans le MCG Vénus. A gauche : carte méridienne (latitude-altitude) de température en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV (en K). A droite : carte méridienne du vent zonal en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV (en  $\text{m s}^{-1}$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ ).*

calement : de 25 à 55-60 km, et horizontalement : de l'équateur jusqu'aux pôles. Un effet de la topographie est donc de réduire l'extension latitudinale des cellules de Hadley. On remarque encore que l'altitude du sommet des cellules de Hadley est très robuste d'une simulation à l'autre.

La circulation méridienne moyenne est également plus intense dans la simulation sans topographie, et en particulier les mouvements descendants au niveau des pôles sont beaucoup plus intenses.

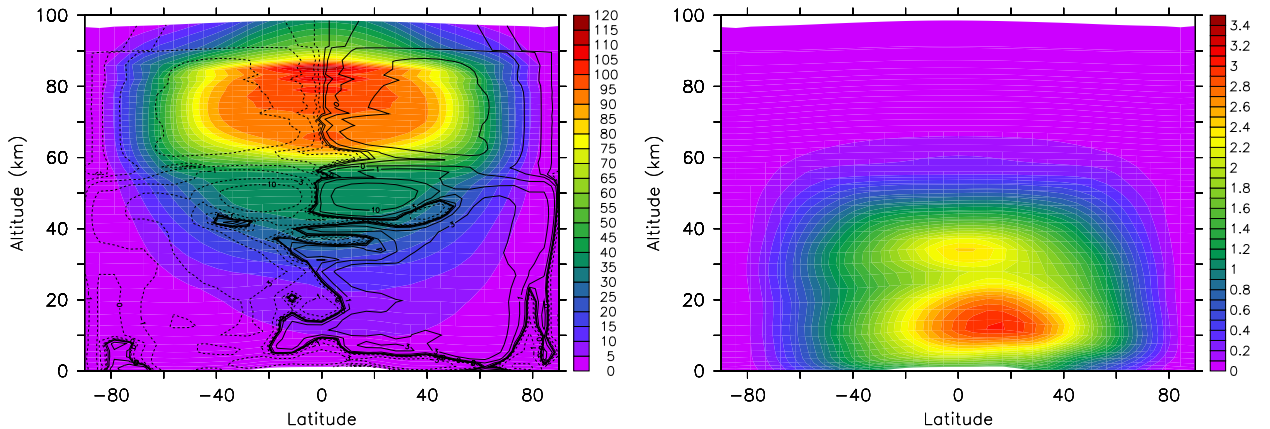


## 5.6 Mécanismes de transport du moment cinétique dans la simulation stabilisée

### 5.6.1 Introduction

La circulation moyenne modélisée que je viens de décrire va transporter du moment cinétique dans l'atmosphère modélisée. C'est précisément ce transport par la circulation moyenne que je vais présenter dans cette partie. Dans un premier temps, on a tracé la distribution du moment cinétique modélisé, ce qui a permis de visualiser la zone de maximum de moment cinétique liée à la superrotation (cf. section 5.6.2). Ensuite, nous avons représenté le transport moyen (moyenné en vertical) de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne et les ondes (cf. section 5.6.3), qui donne accès à des informations sur le transport en latitude. Ensuite, j'ai cherché à localiser les zones d'instabilités dynamiques à l'origine de la production des ondes planétaires de grande échelle qui ramènent en moyenne le moment cinétique vers l'équateur (cf. section 5.6.4). Enfin, j'ai souhaité avoir une "vision 2D" (latitude-altitude) du transport de moment cinétique par les ondes et par la circulation moyenne. Pour cela, j'ai utilisé le diagnostique dit des "flux d'Eliassen Palm" (cf. section 1.6.2) pour avoir les distributions spatiales de ces différents transports (transport par les transitoires et par la circulation méridienne résiduelle) (cf. section 5.6.5).

### 5.6.2 Distribution modélisée du moment cinétique



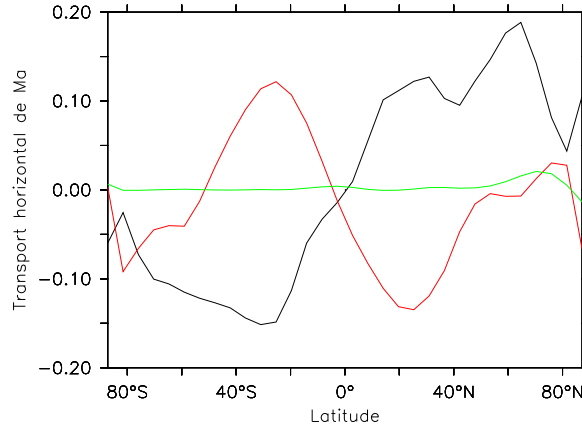
**Figure 5.45** – *Cartes méridiennes du moment cinétique dans le MCG vénus en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV. A gauche : le moment cinétique spécifique (en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , ligne pleine dans le sens de rotation des aiguilles d'une montre, ligne discontinue dans le sens inverse). A droite : la densité de moment cinétique (en  $10^9 \text{ kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ).*

Les distributions du moment cinétique spécifique et de la densité de moment cinétique sont représentées sur les Figures 5.45. Le moment cinétique spécifique (en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ) (cf. Fig. 5.45.a) s'accumule au sommet de la branche ascendante des cellules de Hadley, situées dans les nuages. La densité de moment cinétique (en  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) (cf. Fig. 5.45.b) est quant à elle, maximum dans la très basse troposphère, vers 10 km, avec un maximum secondaire vers



30 km. Ce résultat est en bon accord avec ceux de Pioneer Venus, qui donne une densité de moment cinétique maximale vers 20 km, avec un maximum secondaire au-dessus (cf. Fig. 5.18 dans la section 5.2.6).

### 5.6.3 Transport moyen de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne et les ondes (en moyenne zonale et temporelle)



**Figure 5.46** – *Transport moyen (en moyennes zonale, verticale et en temporelle sur 1 jV) méridien de quantité de mouvement dans le MCG Vénus (en  $m^2s^{-2}$ ), par la circulation méridienne moyenne (noir) ( $[\bar{u}][\bar{v}]$ ), les ondes transitoires (rouge) ( $[\bar{u}'v']$ ) et les ondes stationnaires (vert) ( $[\bar{u}^*v^*]$ ).*

Le transport méridien de moment cinétique peut se décomposer en terme de moyenne zonale et temporelle et d'écart à ces moyennes (cf. section 1.3). Le transport méridien de moment cinétique  $J_\phi$ , moyenné en temps et longitude s'écrit :

$$[\bar{J}_\phi] = [\bar{v}\bar{m}_a] = [\bar{v}][\bar{m}_a] + [\bar{v}^*][\bar{m}_a^*] + [\bar{v}'m'_a]$$

$$[\bar{J}_\phi] = a^2 \cos^2 \phi [\bar{v}]\Omega + a \cos \phi ([\bar{v}][\bar{u}] + [\bar{v}^*][\bar{u}^*] + [\bar{v}'u'])$$

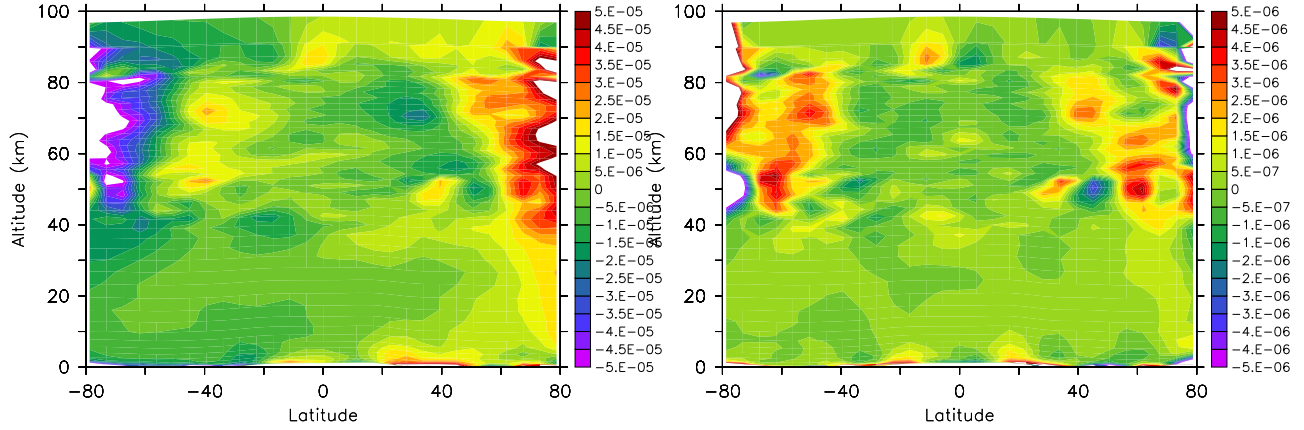
$$[\bar{J}_\phi] = [\bar{J}_{\Omega\phi}] + [\bar{J}_{r\phi}]$$

où  $m_a$  est le moment cinétique absolu d'une particule,  $[\bar{J}_{\Omega\phi}]$  est le transport méridien planétaire de moment cinétique,  $[\bar{J}_{r\phi}]$  est le transport méridien relatif de moment cinétique,  $a$  est le rayon,  $[\bar{v}][\bar{m}_a]$  est le transport méridien par la circulation méridienne moyenne (entraînement + relatif),  $[\bar{v}^*][\bar{m}_a^*]$  est le transport méridien par les perturbations stationnaires non-axisymétriques et  $[\bar{v}'m'_a]$ , par les perturbations temporelles, appelées transitoires.

La Figure 5.46 représente le transport moyen méridien de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne et les ondes transitoires et stationnaires, en moyenne verticale. En effet, en moyennant verticalement le terme  $\bar{J}_\phi$ , le transport méridien planétaire

de moment cinétique disparaît et le transport méridien relatif de moment cinétique est analogue au transport méridien relatif de quantité de mouvement. Dans cette simulation, les ondes stationnaires transportent peu de moment cinétique horizontalement par rapport aux ondes transitoires. Le moment cinétique est en moyenne transporté vers les pôles par la circulation méridienne moyenne et vers l'équateur par les transitoires. Le maximum de transport horizontal moyen de moment cinétique se fait vers 50 km, au niveau de la branche supérieure des cellules de Hadley.

### 5.6.4 Instabilités dynamiques de l'écoulement (inertielle et barotrope)



**Figure 5.47** – Cartes méridiennes des instabilités de l'écoulement dans le MCG vénus en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV (en  $m^{-1} s^{-1}$ ). A gauche : la vorticité potentielle absolue. A droite : la dérivée latitudinale de la vorticité potentielle absolue.

Le moment cinétique qui est transporté vers le haut par la circulation méridienne moyenne au niveau de la branche ascendante des cellules de Hadley, va s'accumuler au-delà de 60 km, pour ensuite être redistribué horizontalement vers les plus hautes latitudes par cette même circulation méridienne moyenne. C'est ce qu'indique l'instabilité inertielle, présentée dans la section 1.6.1, et qui apparaît sur la Figure 5.47.a, dans la carte méridienne (latitude-altitude) de la vorticité potentielle absolue : là où la vorticité potentielle s'annule, l'instabilité inertielle est présente, c'est à dire dans les régions équatoriales et aux hautes latitudes, vers  $60^\circ$ .

La dérivée latitudinale de la vorticité potentielle absolue révèle la présence d'instabilités barotropes quand elle s'annule. Elle est représentée sur la Fig. 5.47.b, où on constate la présence d'instabilités barotropes sur les flancs des jets, à hautes latitudes (vers  $40^\circ$ ). De telles instabilités montrent que le moment cinétique transporté par la circulation méridienne moyenne s'accumule aux hautes latitudes, rendant l'écoulement instable. Ces instabilités interagissent ensuite avec l'écoulement moyen, générant ainsi des ondes qui vont ramener le moment cinétique vers l'équateur.

### 5.6.5 Accélération du vent zonal moyen par la circulation moyenne résiduelle et les ondes avec les diagnostics des flux d'Eliassen Palm

L'accélération de l'écoulement moyen par les ondes peut être divisé selon les contributions horizontale et verticale, qui correspondent aux composantes horizontale et verticale de la divergence des flux d'Eliassen Palm (cf. section 1.6.2.I). Dans la section 2.4, nous avons indiqué que l'équation bilan du moment cinétique pouvait se mettre sous la forme, après décomposition en écoulement moyen plus perturbations (cf. équation 2.9) :

$$\frac{\partial \overline{m}_a}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi \overline{m}_a \overline{v}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{m}_a \overline{\omega}) = \text{div} \vec{F} + \overline{X}$$

Elle peut se réécrire sous la forme synthétique comme :  $\frac{\partial \overline{m}_a}{\partial t} + \overline{\mathbf{U}^*} \cdot \nabla \overline{m}_a = \text{div} \vec{F} + \overline{X}$ , où on rappelle que  $m_a$  est le moment cinétique absolu d'une particule (cf. section 2.4).

Sur les Figures 5.48 sont représentées les différents termes de l'équation ci-dessus dans le modèle Vénus.

L'accélération du vent zonal moyen par les perturbations ( $\text{div} \vec{F}$ ) se fait si les flux d'Eliassen Palm "EP",  $\vec{F}$  convergent (contrairement à la Terre, cf. section 1.6.2.I). En effet, par convention,  $\vec{F}_{Terre} = -\vec{F}_{Venus}$  (cf. section 2.4). Sur la Figure 5.48.a est représentée  $-\text{div} \vec{F}$  : quand  $-\text{div} \vec{F} > 0$  pour une convergence, on a une accélération du vent zonal moyen. On constate que l'accélération par les perturbations dans le modèle vénusien se fait par couches, en accord avec les remarques de Gierasch et al. (1997a), mais rendent la discussion plus difficile. La structure peut même être qualifiée de "structure en sandwich". Vers 50 km, les flux d'EP divergent des hautes latitudes vers l'équateur, alors qu'ils convergent plus bas vers 40 km et plus haut vers 60 km. Entre 60 et 65 km, la zone est plus divergente dans les régions équatoriales qu'à hautes latitudes. Vers 70 km où se trouve les jets du vent zonal et au-dessus, les flux d'EP convergent dans les régions équatoriales et au niveau des jets. Dans cette représentation, il faut noter que les accélérations verticales et horizontales sont confondues.

L'accélération de l'écoulement par la circulation méridienne résiduelle est par définition petite par rapport à la divergence du flux d'EP (cf. Fig. 5.48.b). On peut quand même voir sur cette Figure les zones qui contribuent à l'accélération (zone positives) et celles qui font une décélération (zones négatives). Les zones d'accélération sont corrélées aux branches ascendantes des cellules méridiennes : entre 30 et 50 km, de l'équateur jusqu'à hautes latitudes, où les cellules méridiennes troposphériques indirectes ne sont pas parfaitement horizontales ; et au-dessus de 40 km dans les régions équatoriales. Une zone d'accélération apparaît également vers 60 km au niveau des branches horizontales qui se trouvent au sommet des cellules de Hadley situées dans les nuages.

Les composantes horizontale et verticale du flux d'EP sont représentées séparément sur les Figures 5.48.c et 5.48.d.

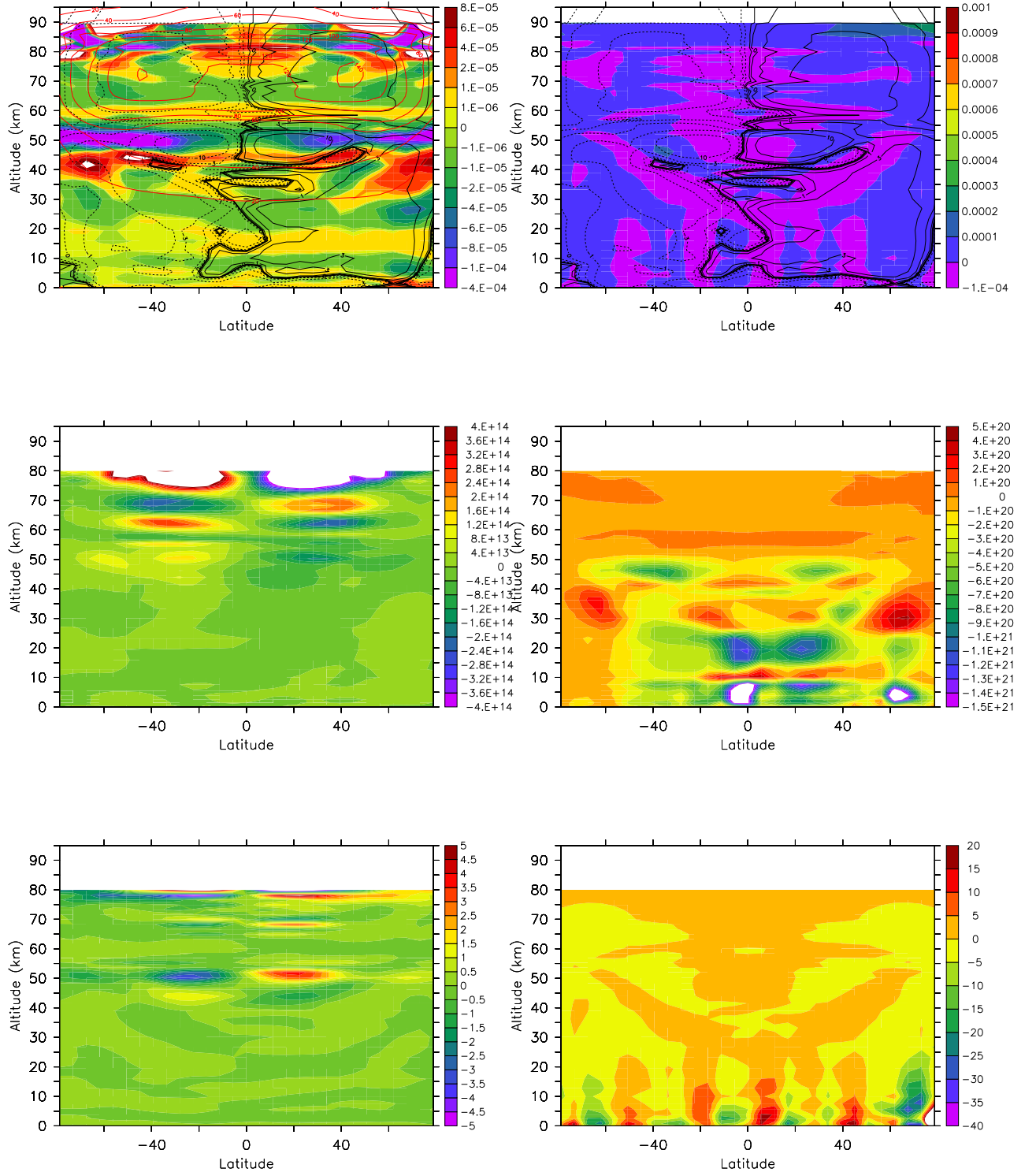
La composante méridienne du flux d'EP,  $F_\phi$  est bien dirigée vers l'équateur vers 50 km et entre 60-65 km (cf. Fig. 5.48.c). Juste en dessous de 60 km, apparaît une couche très fine, où les flux d'EP sont dirigés vers les pôles, ce qui correspond à la zone globalement convergente énoncée plus haut. Entre 65 et 70 km, les flux sont dirigés vers les hautes latitudes, ce qui pourrait indiquer que la formation des jets aux hautes latitudes à cet endroit se fait en partie par les ondes. Au-dessus de 70 km, les ondes ramènent horizontalement

le moment cinétique vers l'équateur. Dans la troposphère, le moment cinétique est également transporté vers l'équateur, contribuant ainsi à ramener le moment cinétique à basses latitudes.

La composante verticale des flux d'Eliassen Palm est représentée sur la Figure 5.48.d. Le transport vertical de moment cinétique par les ondes se fait surtout dans les régions équatoriales en dessous de 30 km environ, et s'effectue globalement vers le haut dans cette région. Au-dessus (entre 30 et 40 km), le transport vertical est maximum à hautes latitudes (entre 60° et 80°), et se fait localement vers le bas.

Le détail de la circulation méridienne résiduelle ( $\overline{\mathbf{v}}^*$  et  $\overline{\mathbf{w}}^*$ ) est représentée sur les Figures 5.48.e et 5.48.f. Le vent méridien résiduel est dirigé vers les hautes latitudes à 50 km à l'opposé au flux méridien d'EP : la circulation méridienne résiduelle transporte donc le moment cinétique dans le sens opposé aux flux d'EP. Elle ramène également le moment cinétique vers l'équateur en dessous vers 45 km. De la même manière, la circulation méridienne résiduelle transporte le moment cinétique vers le haut au niveau des branches ascendantes (cf. Fig. 5.48.f).

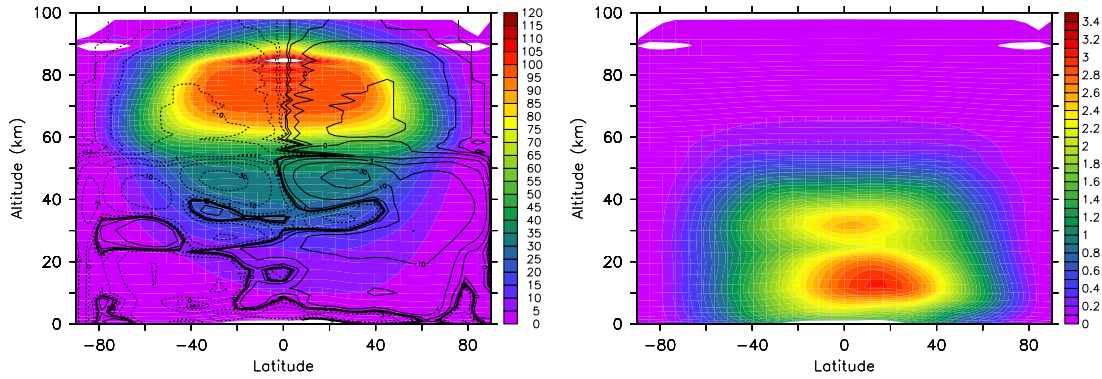
Cette circulation méridienne résiduelle est proche de la circulation méridienne moyenne, représentée sur les Figures 5.35.



**Figure 5.48** – Diagnostic de flux d'Eliassen Palm dans le MCG Vénus en moyenne temporelle (sur 1 jV). En haut à gauche :  $-\text{div}\vec{F}$  (en  $\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$ ), avec le vent zonal moyen superposé en rouge et la fonction de courant superposée en noir (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ ). En haut à droite :  $\vec{U}^* \cdot \nabla \bar{m}_a$  (en  $\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$ ) (négatif vers le haut). Au milieu à gauche :  $F_\phi$  (en  $\text{kg s}^{-2}$ ) (négatif vers le pôle nord). Au milieu à droite :  $F_z$  (en  $\text{kg s}^{-2}$ ) (négatif vers le haut). En bas à gauche :  $\vec{v}^*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (positif vers le pôle nord). En bas à droite :  $\vec{w}^*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (positif vers le haut).

### 5.6.6 Effets du cycle diurne et de la topographie sur le transport de moment cinétique

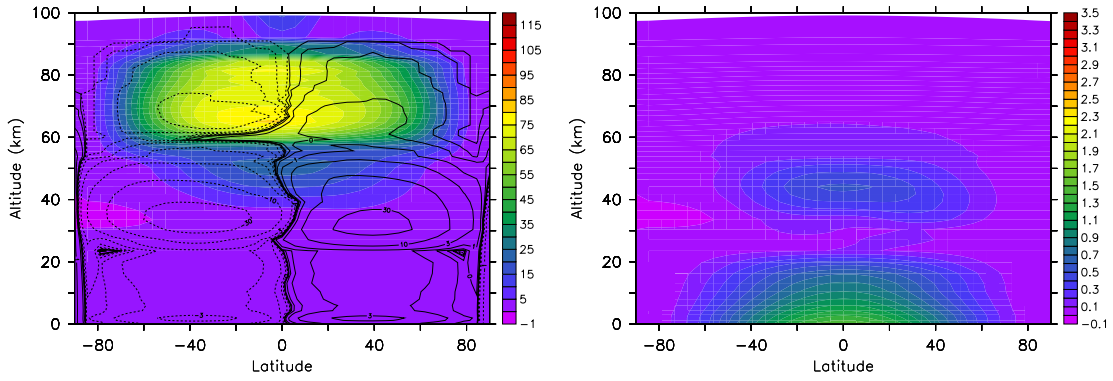
#### Distribution du moment cinétique



**Figure 5.49** – *Cartes méridiennes du moment cinétique dans le MCG vénus sans cycle diurne en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV. A gauche : le moment cinétique spécifique (en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ , ligne pleine dans le sens de rotation des aiguilles d’une montre, ligne discontinue dans le sens inverse). A droite : la densité de moment cinétique (en  $10^9 \text{ kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ).*

L’absence de cycle diurne n’affecte pas globalement la distribution moyenne de moment cinétique (cf. Fig. 5.50). Le moment cinétique absolu dans la simulation sans cycle diurne est un peu renforcé dans les régions équatoriales (jusque vers  $40^\circ$ ) de la mésosphère (au-dessus de 60 km), alors qu’il est réduit entre 40 et 60 km (au niveau des cellules de Hadley), mais l’effet est faible.

L’absence de topographie, par contre, induit une baisse notable du moment cinétique : l’intensité du moment cinétique absolu passe de  $\sim 110 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  vers 80 km dans la simulation de référence à  $\sim 75 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ . Ce résultat est directement lié au vent zonal (cf. section 5.5.2). La distribution de la densité de moment cinétique est également modifiée, avec un maximum non plus vers 10 km mais à la surface et un maximum secondaire à plus haute altitude, vers 45 km.



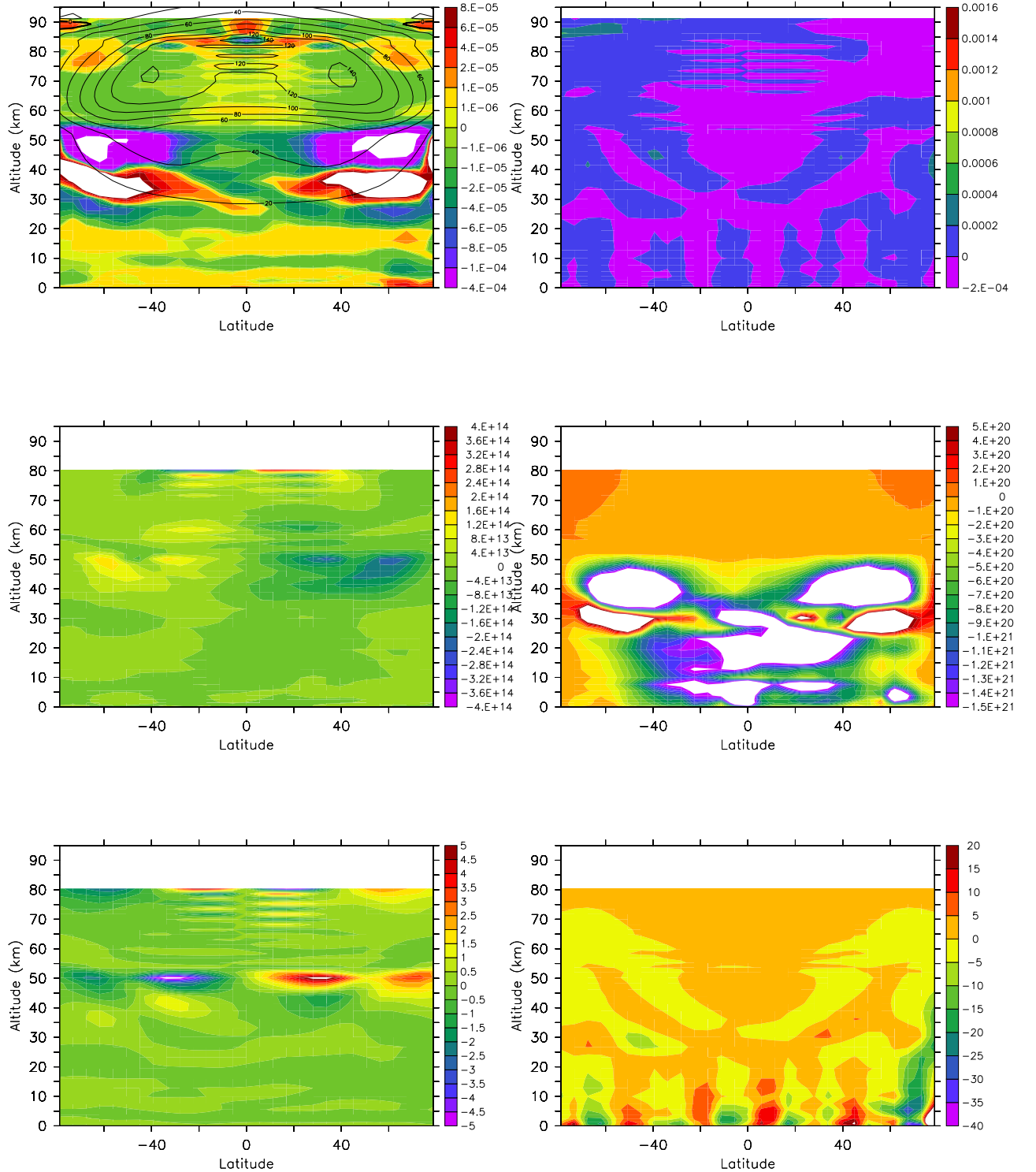
**Figure 5.50** – Cartes méridiennes du moment cinétique dans le MCG vénus sans topographie en moyennes zonale et temporelle sur 1 jV. A gauche : le moment cinétique spécifique (en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ), avec la fonction de courant superposée (en  $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ ), ligne pleine dans le sens de rotation des aiguilles d’une montre, ligne discontinue dans le sens inverse). A droite : la densité de moment cinétique (en  $10^9 \text{ kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ).



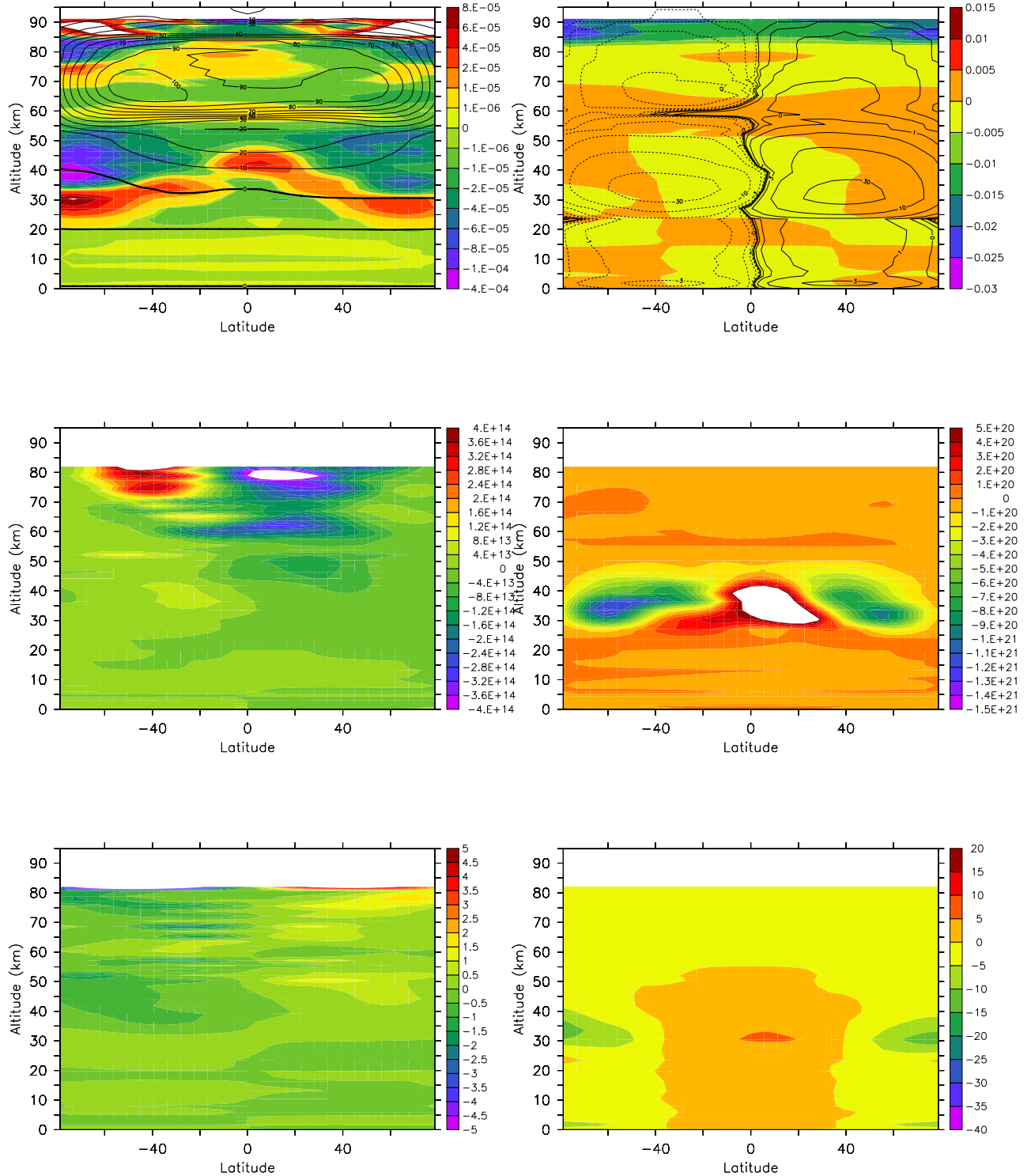
Transport du moment cinétique

La répartition des transports verticaux et horizontaux de moment cinétique par les ondes et par la circulation méridienne résiduelle n'est globalement pas modifiée dans les simulations sans cycle diurne et sans topographie (cf. Figs. 5.51 et 5.52).

Les zones de convergence et de divergence des flux d'Eliassen Palm sont inchangées. Seules, l'intensité de ces zones se trouve renforcée dans les deux simulations, avec la zone de divergence vers 50 km et la zone de convergence vers 35 km, à hautes latitudes (cf. Figs. 5.51.a et 5.52.a). La circulation méridienne résiduelle étant proche de la circulation méridienne moyenne, les différences entre les circulations moyennes se retrouvent dans la circulation résiduelle (cf. Figs. 5.51.b et 5.52.b). Un transport horizontal de moment cinétique par les ondes (composante latitudinale du flux d'Eliassen Palm) important se fait dans toutes les simulations vers 50 km. Dans la simulation sans topographie, s'ajoutent des transports horizontaux forts vers l'équateur dans la mésosphère (cf. Figs. 5.51.c et 5.52.c). Le transport vertical par les ondes est également renforcé dans les deux simulations et sa distribution est fortement influencée par l'absence de topographie ou de cycle diurne (cf. Figs. 5.51.d et 5.52.d). La circulation méridienne résiduelle est l'opposée du flux horizontal d'Eliassen Palm, en accord avec le mécanisme de Gierasch, comme dans la simulation de référence, et domine également vers 50 km (cf. Figs. 5.51.e et 5.52.e). Dans la simulation sans topographie, la vitesse verticale de la circulation résiduelle est globalement vers le haut dans les régions équatoriales et vers le bas aux pôles. Les asymétries observées dans le vent vertical dans la basse atmosphère de la simulation de référence sont donc dues aux effets de la topographie (cf. Fig. 5.52.f).



**Figure 5.51** – Diagnostic de flux d'Eliassen Palm dans le MCG Vénus sans CD en moyenne temporelle (sur 1 jV). En haut à gauche :  $-\text{div} \vec{F}$  (en  $\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$ ), avec le vent zonal moyen superposé en noir. En haut à droite :  $\vec{U}^* \cdot \nabla m_a$  (en  $\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$ ) (négatif vers le haut), avec la fonction de courant superposée en noir (en  $10^9 \text{kg s}^{-1}$ ). Au milieu à gauche :  $F_\phi$  (en  $\text{kg s}^{-2}$ ) (négatif vers le pôle nord). Au milieu à droite :  $F_z$  (en  $\text{kg s}^{-2}$ ) (négatif vers le haut). En bas à gauche :  $\vec{v}^*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (positif vers le pôle nord). En bas à droite :  $\vec{w}^*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (positif vers le haut).



**Figure 5.52** – Diagnostic de flux d'Eliassen Palm dans le MCG Vénus sans topographie en moyenne temporelle (sur 1 jV). En haut à gauche :  $-\text{div} \vec{F}$  (en  $\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$ ), avec le vent zonal moyen superposé en noir. En haut à droite :  $\vec{U}^* \cdot \nabla \bar{m}_a$  (en  $\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$ ) (négatif vers le haut), avec la fonction de courant superposée en noir (en  $10^9 \text{kg s}^{-1}$ ). Au milieu à gauche :  $F_\phi$  (en  $\text{kg s}^{-2}$ ) (négatif vers le pôle nord). Au milieu à droite :  $F_z$  (en  $\text{kg s}^{-2}$ ) (négatif vers le haut). En bas à gauche :  $\vec{v}^*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (positif vers le pôle nord). En bas à droite :  $\vec{w}^*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ) (positif vers le haut).

## 5.7 Les ondes dans le modèle

### 5.7.1 Introduction

J'ai effectué une simulation à haute résolution temporelle pour étudier, avec un échantillonnage suffisant, les ondes de hautes fréquences (de période de l'ordre de quelques jours terrestres) dans le MCG Vénus. Un échantillonnage fin est nécessaire pour ne pas avoir de recouvrement spectral et donc voir apparaître des fréquences qui n'existent pas. Par exemple, la période de l'onde à 4 jours terrestres est discrétisée en 8 pas de temps, ce qui est suffisant, si on se réfère au critère de Shannon.

Cette simulation est partie d'un état à 280 jours Vénus (jV), qui n'est pas encore bien stabilisée, mais pour des raisons de temps, je n'ai pas pu attendre plus. En raison de la grande gamme de fréquence présente dans l'atmosphère de Vénus : des marées thermiques (diurne et semi-diurne) de l'ordre de la journée vénusienne, soit  $\sim 10^7$ s jusqu'aux ondes de plus hautes fréquences de l'ordre de la journée terrestre (jT), soit  $\sim 10^5$ s, il a été nécessaire de choisir un échantillonnage correct suffisamment fin pour résoudre les ondes de hautes fréquences, mais également de faire tourner la simulation sur une durée suffisamment longue pour avoir les ondes basses fréquences. La taille du fichier obtenu dépend donc d'un compromis entre l'échantillonnage et la durée de la simulation. J'ai donc fait tourner cette simulation avec 250 pas par jour Vénus pendant 2 jours Vénus.

Nous avons vu dans la section précédente 5.6.3, que les ondes stationnaires contribuent peu au transport horizontal moyen de moment cinétique en comparaison avec les ondes transitoires. Nous allons donc dans cette partie nous intéresser principalement à l'étude de ces ondes transitoires.

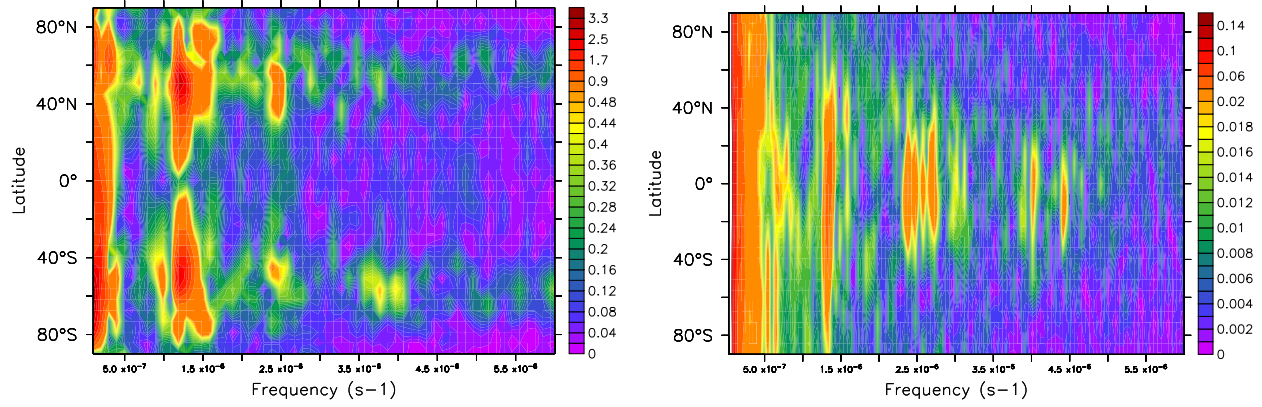
Dans un premier temps, j'ai mené une analyse spectrale en transformée de Fourier pour déterminer les fréquences principales des ondes. Ensuite, par une étude basée sur le principe des fenêtres glissantes, j'ai étudié tout d'abord la RMS des différents signaux principaux afin de déterminer l'endroit où l'intensité des ondes est maximale, puis j'ai analysé les tracés Hovmöller associés aux différentes ondes, aux endroits où leurs intensités étaient maximales. J'appelle tracé Hovmöller, tout tracé en fonction du temps (ou de la fréquence). J'ai également étudié les composites de ces différentes ondes, en utilisant toujours cette méthode des filtres. Les composites sont des coupes en longitude instantanées (latitude-longitude et altitude-longitude) qui permettent de déterminer la structure globale des ondes étudiées. Etant donné que chaque type d'ondes a une structure en longitude caractéristique (cf. section 1.5.3), une telle étude permet ainsi de mieux contraindre la nature de l'onde.

### 5.7.2 Nature des ondes modélisées

#### A) Analyse spectrale

Une analyse spectrale a été menée sur la simulation à haute résolution temporelle afin de déterminer les principales fréquences des ondes présentes dans le modèle. Les études ont été effectuées sur le champ de température. Avec les champs de vitesse méridienne et verticale, ou avec le géopotential, on obtient des résultats similaires.

En effectuant une simple transformée de Fourier (FFT) dans le temps, pour étudier les transitoires, l'amplitude  $\Phi$  d'un signal s'écrit :



**Figure 5.53** – Spectre de FFT en amplitude sur la température en fonction de la latitude dans le MCG Vénus, s'échelonnant sur des périodes de 1 jV (sur la partie gauche de l'axe des fréquences) à 2 jT (sur la partie droite)(axe des abscisses en fréquence,  $s^{-1}$ ). A gauche : à 65 km. A droite : à 20 km.

$$\Phi(\lambda, \phi, z, t) = \Sigma[\Phi(\lambda, \phi, z, \omega_n) \cos(\omega_n t + \theta_n)] \quad (5.3)$$

où la période  $T = N * \Delta T$ , avec  $\Delta T$ , le pas de temps temporel et N le nombre de points, et  $\omega_n = \frac{2\pi}{T}$ , la fréquence discrétisée de l'onde.  $\theta_n$  est la phase discrétisée. Le spectre en amplitude proprement dit s'écrit :

$$P_\phi(\lambda, \phi, z, \omega_n) = \Phi \Phi^*$$

où  $\Phi^*$  est le conjugué de  $\Phi$ .

L'amplitude des ondes dans la simulation Vénus en fonction de la fréquence est représentée sur les Figures 5.53, à différentes altitudes (65 km pour la figure à gauche et 20 km pour la figure à droite).

Deux grands types d'ondes sont donc présents dans le modèle : les marées thermiques (marée diurne de période 1 jV ou  $10^7$ s et marée semi-diurne de période 0.5 jV) et des ondes de plus hautes fréquences (plus courtes périodes). Pour les ondes de hautes fréquences, apparaissent des ondes de périodes  $\sim 23$  jT, des ondes de périodes comprises entre 8 et 10 jT, des ondes de périodes 4-5 jT et des ondes de périodes 2.5-3 jT. Ces ondes sont visibles à 65 km aux hautes latitudes et sous les nuages (à 20 km) dans les régions équatoriales.

## B) Principe de la méthode des filtres/RMS

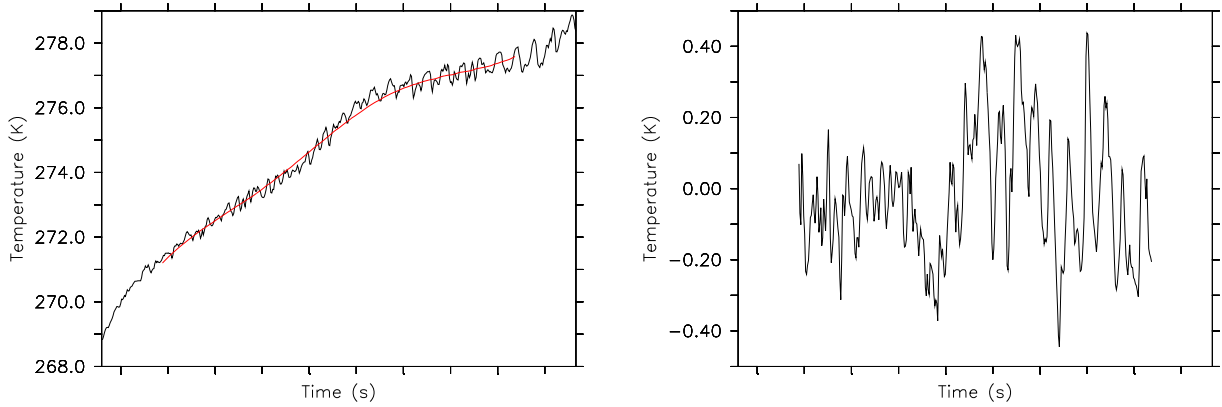
**Fenêtres glissantes :** Nous avons utilisé une méthode s'appuyant sur le principe des fenêtres glissantes, qui permet de filtrer certaines fréquences. Par exemple, nous avons lissé le signal brut de la température sur une fenêtre glissante de 0.5 jV pour obtenir séparément le signal lissé, qui contient toutes les fréquences (périodes) plus petites (grandes) que la taille de la fenêtre glissante et le signal filtré (ou résiduel) qui contient toutes les hautes fréquences. Ce signal lissé donne des informations sur les ondes de basses fréquences comme les marées thermiques, alors que le signal filtré contient toutes les ondes de fréquences (périodes) plus grandes (petites) que 0.5 jV.

Le signal résiduel (ou filtré) s'écrit :

$$Res = \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_i^{\Delta T}) \quad (5.4)$$

où  $\Delta T$  est la taille de la fenêtre glissante, qui va lisser le signal sur cette taille de fenêtre et  $x_i$  représente un champ quelconque (température, géopotentiel, vent méridien ou vertical, etc.). Par la suite, je prendrais souvent le champ de température. On garde ainsi toutes les périodes inférieures à  $\Delta T$ .  $n$  est la résolution temporelle du MCG Vénus (250 pas/jV).

La Figure 5.54.a montre un plot temporel du signal brut du champ de température à 50 km et à l'équateur, sur lequel est superposé le signal de température lissé sur une fenêtre de 0.5 jV. On constate que toutes les hautes fréquences ont été enlevées et qu'il ne reste que les basses fréquences, à savoir principalement les marées thermiques. On remarque également que la simulation présente une dérive en température car elle n'est pas encore bien stabilisée. Cette dérive influe surtout sur l'évolution temporelle des mouvements moyens que nous n'étudions pas ici. La fréquence des ondes n'est pas modifiée par cette dérive mais leur amplitude va croître légèrement dans le temps. Sur la Figure 5.54.b est représenté le signal résiduel correspondant.



**Figure 5.54** – *Plots temporels du champ de température (en K) à l'équateur à 50 km pendant 2 jV. A gauche : le signal brut (ligne noire), avec le signal lissé sur 0.5 jV superposé (ligne rouge). A droite : signal résiduel d'un lissage sur 0.5 jV.*

**Choix de la taille de la fenêtre glissante et filtre passe-haut, passe-bas :** Le choix de la taille de la fenêtre glissante conditionne le type de fréquences qu'on veut étudier. Par exemple, avec une fenêtre glissante de taille 0.5 jV, on obtient un signal lissé contenant la marée diurne et un signal filtré contenant la marée semi-diurne et toutes les ondes de plus hautes fréquences. Le signal filtré constitue donc dans ce cas un filtre passe-haut de période de coupure 0.5 jV, alors que le signal lissé correspond à un filtre passe-bas. Plus

la taille de la fenêtre glissante est grande (en période), plus l'effet d'écrêtage, inhérent à la méthode, est petit. Il se trouve que pour une taille de fenêtre de 0.5 jV, l'écrêtage est négligeable.

Les différentes tailles de fenêtres glissantes utilisées, ainsi que les gammes de fréquences des ondes concernées sont récapitulées dans la Table 5.2.

**Filtres passe-bandes :** On peut obtenir un filtre passe-bande entre deux tailles de fenêtres glissantes ( $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2$ ).

$$Res = \sum_{i=1}^n \overline{(x_i - \overline{x_i^{\Delta T_1}})^{\Delta T_2}} \quad (5.5)$$

où  $\Delta T_1$  est la taille de la fenêtre glissante 1, qui va lisser sur cette taille de fenêtre. Avec  $x_i - \overline{x_i^{\Delta T_1}}$ , on garde donc toutes les périodes inférieures à  $\Delta T_1$  (filtre passe-haut).  $\Delta T_2$  est la taille de la fenêtre glissante 2, qui permet d'enlever toutes les périodes inférieures à  $\Delta T_2$  et n est la résolution temporelle du MCG Vénus. Avec cette méthode, on obtient l'ensemble des ondes de périodes comprises entre  $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2$  :  $\Delta T_2 < T < \Delta T_1$ .

Taille de la fenêtre glissante, $\Delta T$ en nombre de pas temporels (jV ou jT)	Signal résiduel (filtre passe-haut et filtre passe-bandes*)	Signal lissé (filtre passe-bas)
250 (1jV)	<u>DIURNE</u> , 1/2 diurne ondes HF	
128 (0.5jV)	<u>1/2 DIURNE</u> ondes HF	<u>DIURNE</u>
50 (23jT)	<u>ONDES HF</u>	<u>DIURNE</u> , <u>1/2 DIURNE</u>
$\Delta T_2=18$ (~8 jT) et $\Delta T_1=65$ (~30 jT)	<u>ONDES HF</u> de périodes 8jT < T < 30jT*	
21 (~10jT)	<u>ONDES HF</u> de périodes <10jT	diurne, 1/2 diurne, ondes de périodes >10jT
18 (~8jT)	<u>ONDES HF</u> de périodes <8jT	diurne, 1/2 diurne, + ondes de périodes >8jT
11 (~5jT)	<u>ONDES HF</u> de périodes <5jT	diurne, 1/2 diurne, + ondes de périodes >5jT
8 (~4jT)	<u>ONDES HF</u> de périodes <4jT	diurne, 1/2 diurne, + ondes de périodes >4jT
4 (~2jT)	<u>ONDES HF</u> de périodes <2jT	diurne, 1/2 diurne, + ondes de périodes >2jT

**Tableau 5.2** – Table des filtres utilisés pour l'étude des ondes du MCG Vénus (simulation à haute résolution temporelle, 250 pas/jV). En majuscule, le signal dominant, indiquant le filtre le mieux adapté.

**Principe de la RMS :** En utilisant le signal résiduel de la température, la RMS ("Root Mean Squared") est utilisée ici pour déterminer l'endroit où l'intensité des ondes est maxi-

male. La RMS est une mesure statistique de l'amplitude d'un champ variable et se calcule comme :

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_i^{\Delta T_{fen}})^2}^{\Delta T_{run}} \quad (5.6)$$

où  $\Delta T_{fen}$  est la taille de la fenêtre glissante,  $\Delta T_{run}$  est la durée de la simulation.

Pour étudier la nature de ces différentes ondes, nous allons effectuer un découpage un peu grossier de l'axe des fréquences (cf. Figs. 5.53), en séparant les marées thermiques, les ondes de hautes fréquences de périodes inférieures à 8jT et les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT. Ceci permettra d'effectuer des filtres sur des fenêtres suffisamment larges, dont on est sûre qu'ils gardent un sens en terme d'échantillonnage (taille de la fenêtre glissante pas trop petite).

### C) Analyse des résultats de la RMS

Les Figures 5.55 représentent les RMS dans le champ de température associée à différentes ondes. La Figure 5.55.a montre la RMS totale, contenant les marées thermiques et les ondes de hautes fréquences. Deux maxima d'intensité des ondes sont obtenus dans le MCG dans ces conditions, à différentes latitudes selon que l'on est au-dessus ou en-dessous des nuages : au-dessus des nuages (vers 60-70 km) aux hautes latitudes (vers 60-65°) et un maximum secondaire sous les nuages (vers 20 km) dans les régions équatoriales. La somme des Figures 5.55.b, 5.55.c et 5.55.d explique le signal total représenté sur la Figure 5.55.a.

On constate sur les Figures 5.55.b et 5.55.c que ce sont les ondes de hautes fréquences (de périodes inférieures à 8 jT) qui contribuent le plus au signal total observé dans la Figure 5.55.a en-dessous de 60 km environ. Le signal est maximal pour les ondes de hautes fréquences vers 55-60 km aux hautes latitudes (entre 40° et 60°) avec un maximum secondaire présent vers 20 km dans les régions équatoriales.

Au-dessus de 60 km, ce sont les marées thermiques qui contribuent le plus au signal, avec un pic d'intensité aux hautes latitudes au-dessus de 60 km et dans les régions équatoriales au-dessus de 80 km environ.

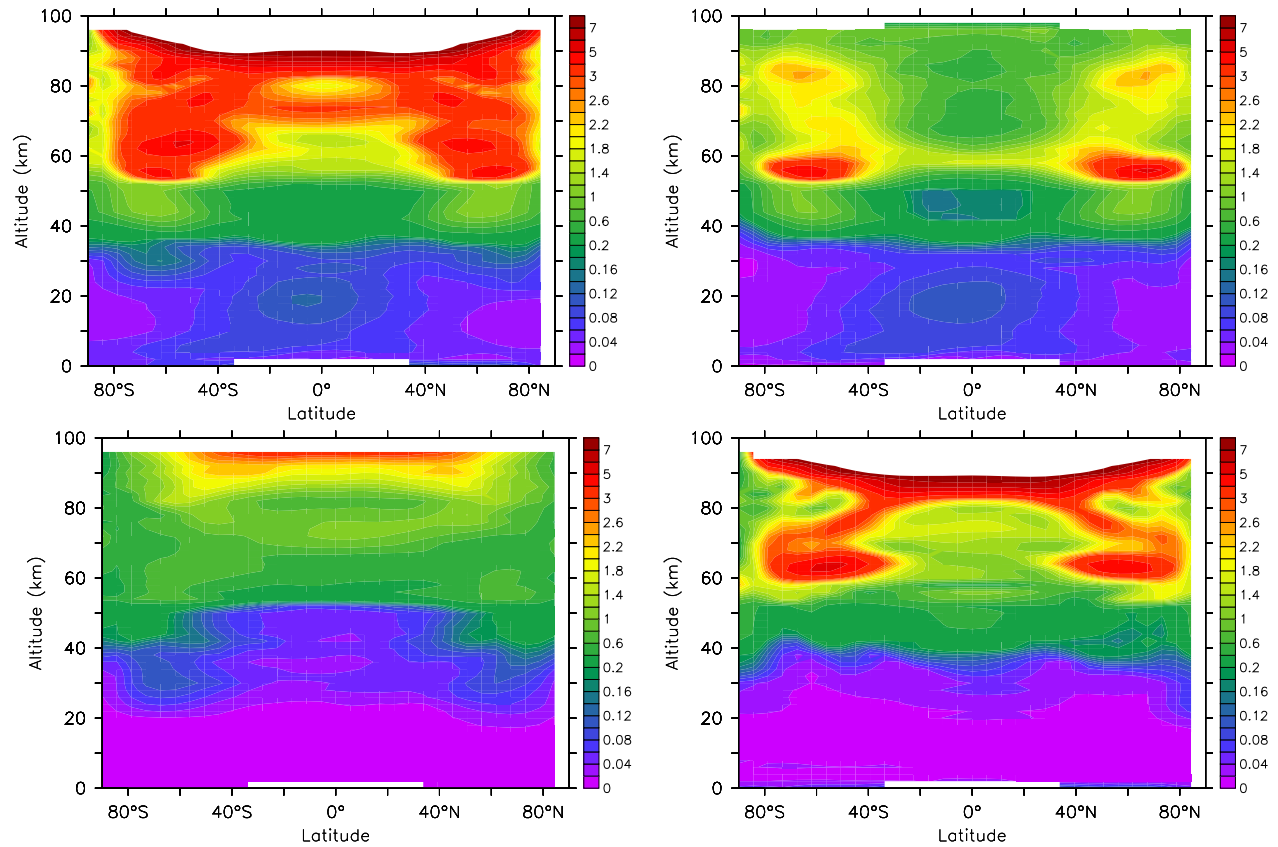
Etant donné que la RMS montre où l'intensité des ondes est maximale, ça indique également où on peut étudier les propriétés des ondes avec des tracés Hovmöller (cf. sections 5.7.2.D, 5.7.2.E et 5.7.2.F).

### D) Marées thermiques

**Propagation zonale.** Par cette méthode des filtres, on peut étudier séparément les ondes de basses fréquences comme les marées thermiques, des ondes de hautes fréquences. Ces deux familles d'ondes sont bien caractérisées par des propagations zonales de sens opposées : les marées thermiques se propagent vers l'est (en suivant le soleil) et les ondes de plus hautes fréquences se propagent vers l'ouest (dans la même direction que la planète solide) (cf. Fig. 5.56).

Les marées thermiques sont centrées sur les régions équatoriales, comme on peut le voir sur le signal résiduel de la température de la Figure 5.57. On voit clairement l'enveloppe

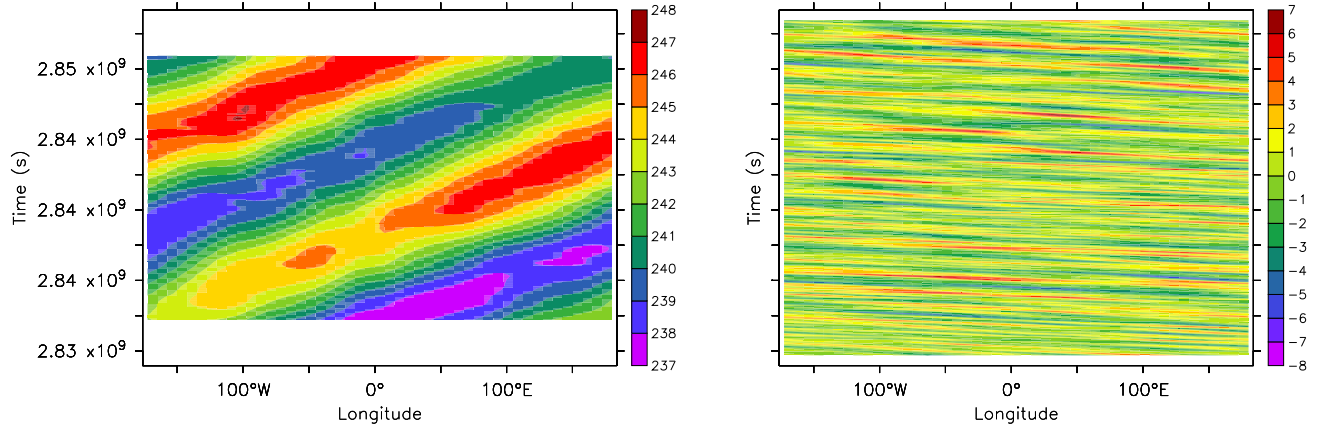




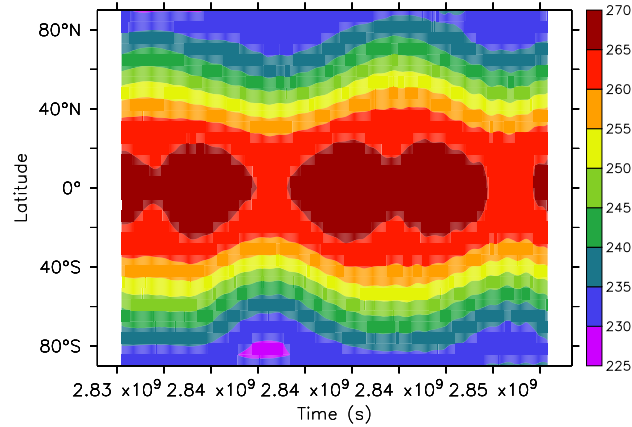
**Figure 5.55** – Cartes méridiennes (altitude-latitude) de la RMS obtenues avec le signal en température résiduel. En haut à gauche : résidu du signal lissé sur 1 jV, contenant toutes les périodes inférieures à 1jV, à savoir les marées thermiques et les ondes de hautes fréquences. En haut à droite : résidu du signal lissé sur 8 jT, contenant les ondes de hautes fréquences de périodes inférieures à 8jT. En bas à gauche : résidu du signal lissé contenant les ondes de plus basses fréquences de périodes comprises entre 8 et 30 jT. En bas à droite : résidu du signal lissé contenant les marées thermiques (de périodes supérieures à 30 jT).

d'un signal diurne dans laquelle s'inscrit un signal semi-diurne.

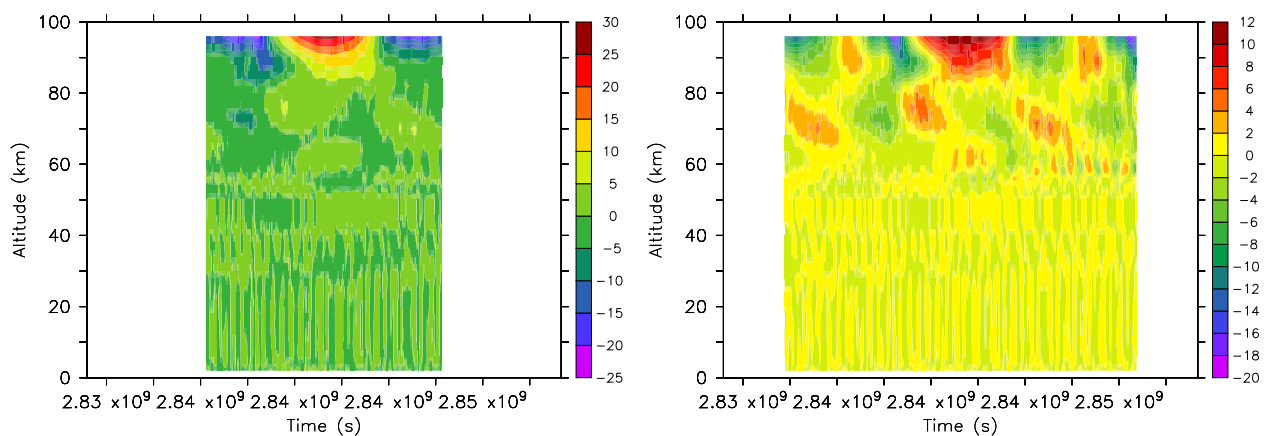
**Propagation verticale.** Les marées thermiques se propagent verticalement depuis le milieu des nuages (au niveau du maximum de chauffage solaire, vers 50-60 km), vers le haut au-dessus des nuages et vers le bas en-dessous (cf. Figs. 5.58.a pour la marée diurne et 5.58.b pour la marée semi-diurne). Lee (2006b) avait obtenu un résultat similaire.



**Figure 5.56** – Cartes Hövmøller (longitude-temps) pendant 2 jV, des marées thermiques dans le MCG Vénus à  $60^\circ\text{N}$  et 65 km, indiquant leurs propagations zonales. A gauche : avec un signal en température, résidu d'un lissage sur 1jV à l'équateur, où la marée diurne est dominante. A droite : avec un signal en température, résidu d'un lissage sur 8 jT, contenant les ondes de périodes plus petites que 8 jT.

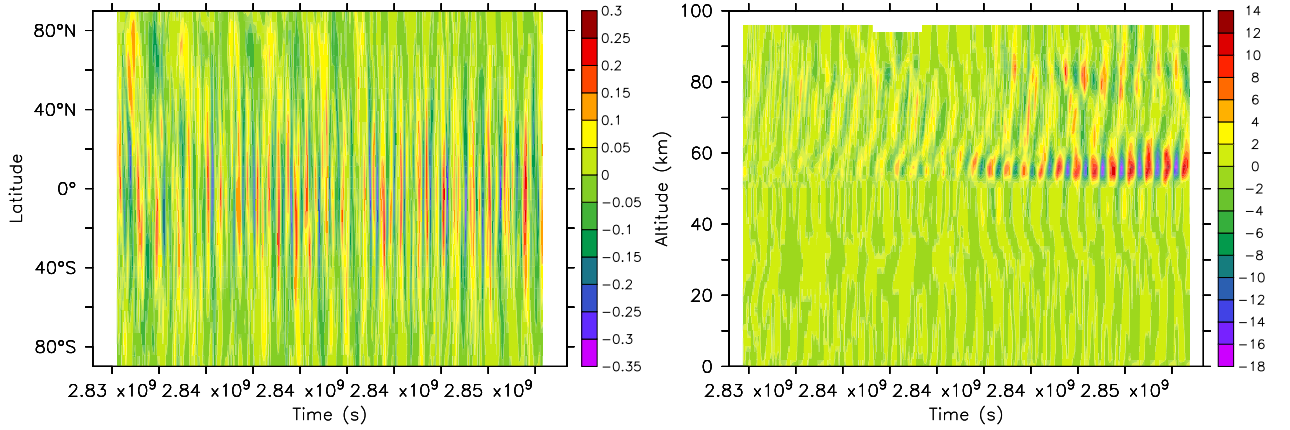


**Figure 5.57** – Cartes Hövmøller (latitude-temps) pendant 2 jV, pour les ondes équatoriales dans le MCG Vénus. Cette figure a été obtenue avec le signal en température lissé sur 23 jT, contenant principalement les marées thermiques (marées diurne et semi-diurne) à 65 km.



**Figure 5.58** – Cartes Hövmøller (altitude-temps) pendant 1 jV, des marées thermiques dans le MCG Vénus, indiquant leurs propagations verticales. A gauche : avec un signal en température, résidu d'un lissage sur 1jV à l'équateur, où la marée diurne est dominante. A droite : avec un signal en température, résidu d'un lissage sur 0.5 jV à l'équateur, où la marée semi-diurne s'ajoute à la marée diurne.

## E) Ondes équatoriales

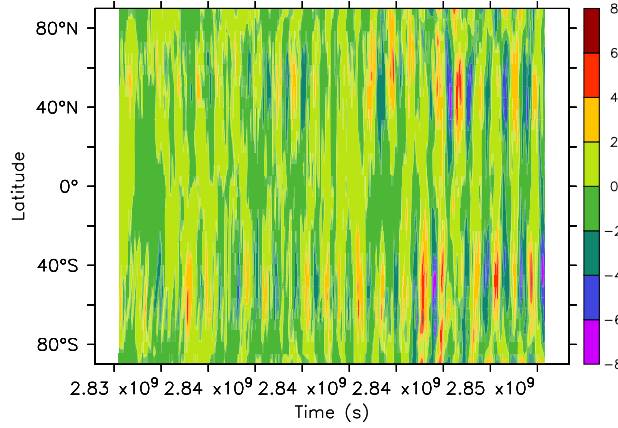


**Figure 5.59** – Cartes Hovmöller pendant 2 jV, pour les ondes équatoriales dans le MCG Vénus. A gauche : carte (latitude-temps), obtenue avec le signal en température, résidu d'un lissage sur 23 jT, et contenant les ondes de hautes fréquences à 20 km. A droite : carte (altitude-temps), indiquant la propagation verticale. Cette figure a été obtenue avec le signal en température, résidu d'un lissage sur 8 jT, contenant les ondes de hautes fréquences (de périodes plus petites que 8 jT) à 60° N.

Les ondes équatoriales de hautes fréquences sont situées sous les nuages. La Figure 5.59.a représente la carte Hovmöller latitude-temps d'un signal filtré, contenant les ondes de hautes fréquences (de périodes inférieures à 23 jT) à 20 km, et qui sont principalement situées dans les régions équatoriales.

Les ondes de hautes fréquences se propagent verticalement depuis le sol et depuis les nuages (vers 50 km), avec une amplitude qui croît à mesure que l'altitude augmente (cf. Fig. 5.59.b). La zone d'instabilités convectives dans le modèle entre 40 et 50 km environ bloque toute propagation verticale de ces ondes.

### F) Ondes de moyennes latitudes



**Figure 5.60** – Carte Hövmøller (latitude-temps) pendant 2 jV, pour les ondes de moyennes latitudes dans le MCG Vénus. Cette figure est obtenue avec le signal en température, résidu d'un lissage sur 23 jT, contenant les ondes de hautes fréquences à 65 km.

Alors que les ondes équatoriales sont surtout localisées sous les nuages, les ondes de moyennes latitudes ( $\sim 60^\circ$ ) se trouvent dans le modèle surtout au sommet des nuages (vers 60-65 km), comme on peut le voir sur la Figure 5.60.

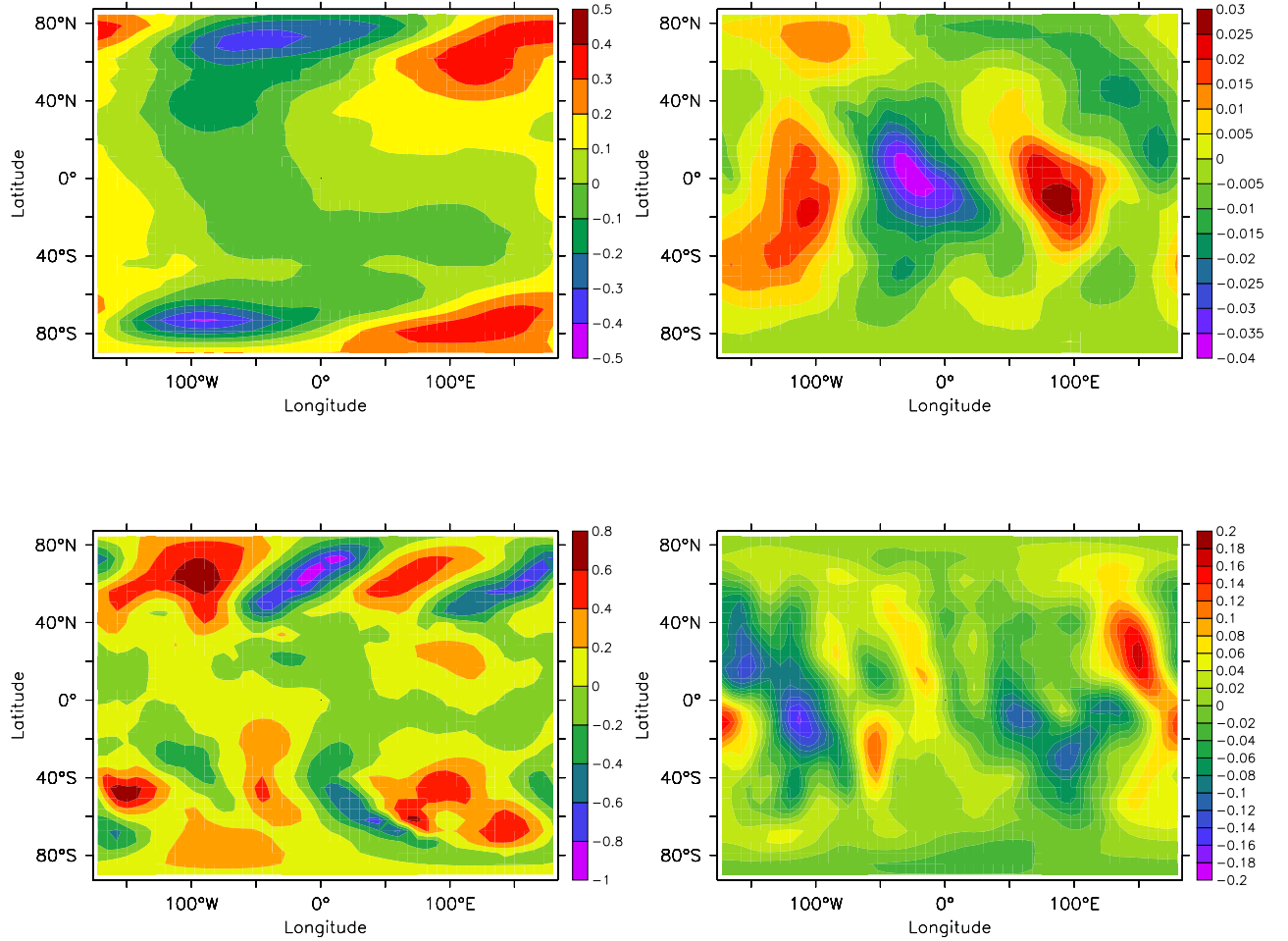
La propagation verticale se fait comme pour les ondes équatoriales, de la surface jusqu'au sommet du modèle.

### G) Composites (structures instantanées)

Les composites (cartes en longitude instantanées) ont été tracées pour les différents types d'ondes que nous avons grossièrement sélectionnés (cf. section 5.7.2.B). Les composites permettent de déterminer la nature des ondes modélisées, par l'étude de leurs structures horizontales.

**Coupes instantanées (latitude-longitude).** Les ondes de hautes fréquences (de périodes inférieures à 8 jT) et les ondes de plus basses fréquences (de périodes comprises entre 8 et 30 jT) présentes toutes deux une structure horizontale similaire (cf. section 5.7.2.B) : avec des maxima d'intensité aux hautes latitudes au-dessus des nuages et dans les régions équatoriales en-dessous (cf. Figs. 5.61). Il faut également noter que les ondes de moyennes latitudes sont symétriques par rapport à l'équateur. Cette différence de structures horizontales semble montrer que nous avons affaire à des ondes de nature différentes qui pourraient être du type ondes de Kelvin pour les ondes équatoriales et ondes de Rossby pour les ondes de moyennes latitudes (se reporter à la section 1.5 pour les caractéristiques de ces ondes).

Les ondes de hautes fréquences montrent un nombre d'onde zonal de 1 à toutes les altitudes (cf. Figs. 5.61.b et 5.61.c). Les ondes de plus basses fréquences ont quant à elles, un nombre d'onde zonal de 2 au-dessus des nuages (cf. Fig. 5.61.c) et de 1 en-dessous (cf. Fig. 5.61.a), ce qui indique qu'au sein d'une même gamme de fréquence, nous n'avons

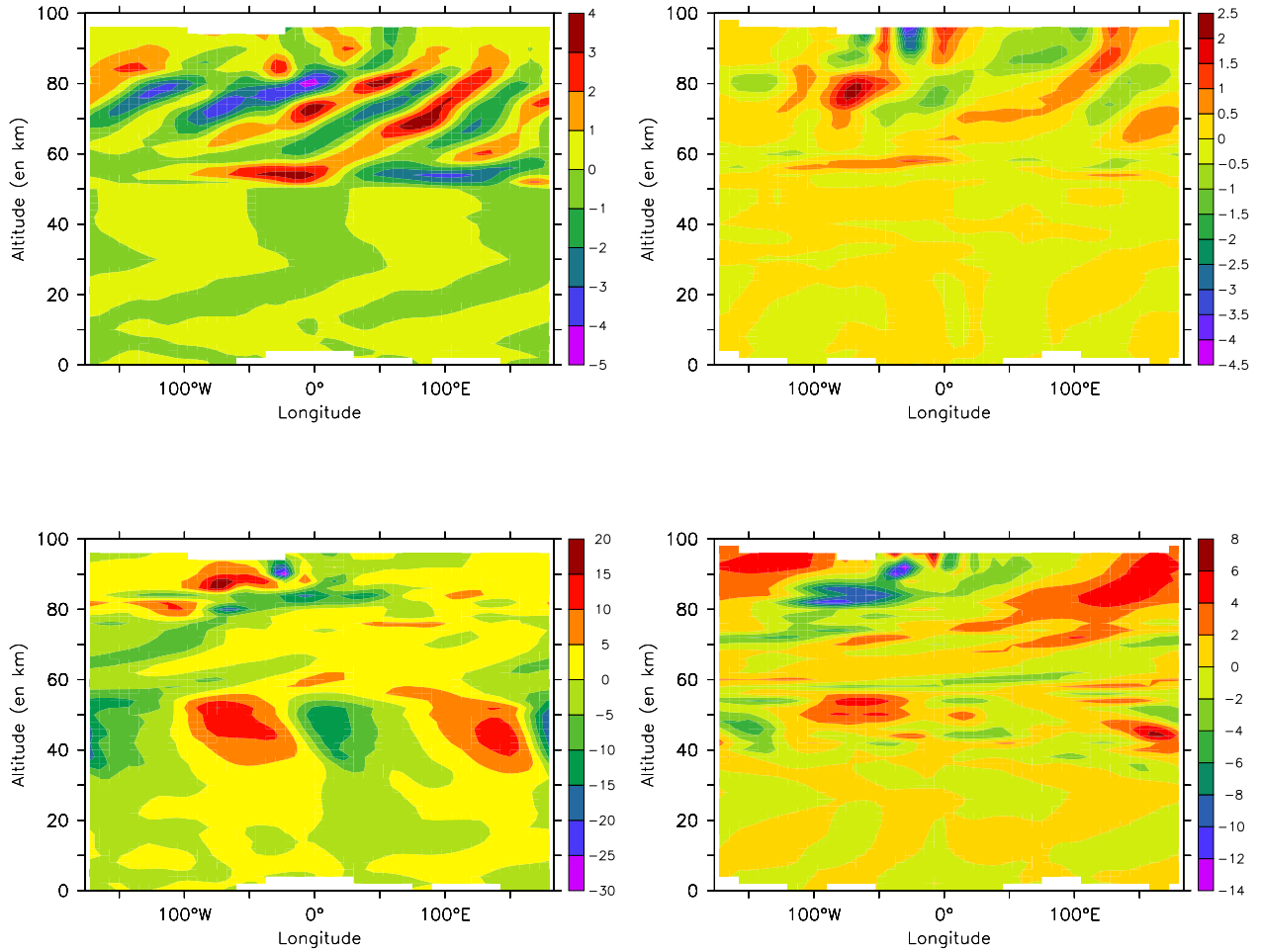


**Figure 5.61** – *Composites latitude-longitude instantanées. En haut : pour les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. En bas : pour les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT. A gauche : à 50 km. A droite : à 10 km.*

probablement pas les mêmes ondes.

**Cartes altitude-longitude instantanées.** Les cartes altitude-longitude instantanées des champs résiduels de température et de vent méridien à l'équateur et à 60°N sont représentées sur la Figure 5.62 pour les ondes de hautes fréquences (de périodes inférieures à 8 jT) et sur la Figure 5.63 pour les ondes de plus basses fréquences (de périodes comprises entre 8 et 30 jT). Elles devraient permettre de déterminer la présence ou non d'ondes de type ondes de Kelvin qui ont pour caractéristique de ne pas avoir de signal dans le vent méridien (cf. section 1.5.3). Selon les altitudes, les ondes présentent un signal ou non.

- Pour les ondes de hautes fréquences (cf. Figs. 5.62) :



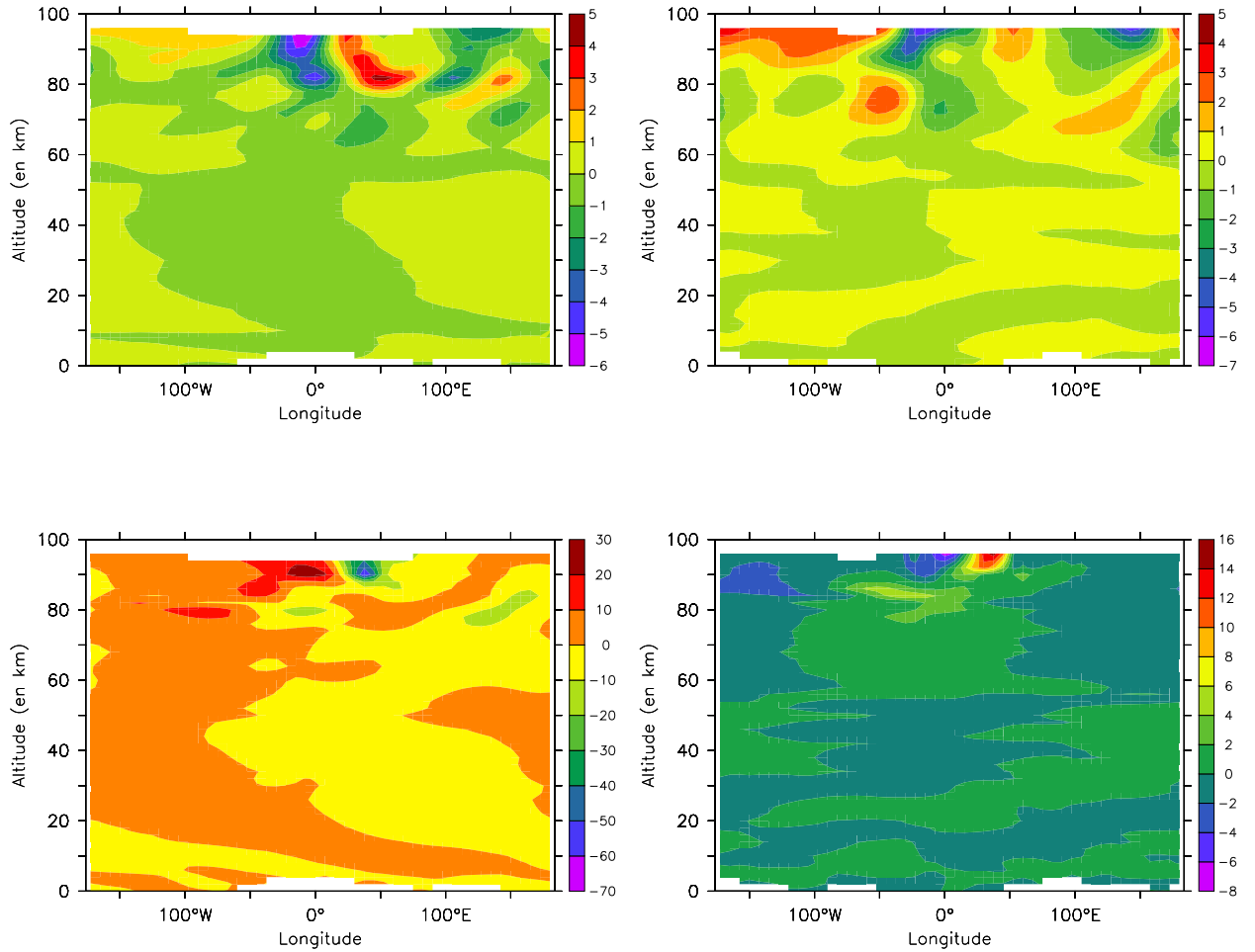
**Figure 5.62** – *Composites altitude-longitude instantanées pour les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à  $8 jT$ . En haut : dans le signal de température. En bas : dans le signal du vent méridien. A gauche : à  $60^\circ N$ . A droite : à l'équateur.*

Entre 30 et 50 km environ, aucun signal de propagation n'est présent dans les champs résiduels de température et de vent méridien, à l'équateur, ce qui pourrait indiquer la présence d'ondes de Kelvin confinées à ces altitudes. En effet, la couche instable présente dans le modèle vers 50 km pourrait bloquer la propagation verticale de ces ondes à plus hautes altitudes (cf. Fig. 5.30 dans la section 5.5.2). Il ne semble pas non plus y avoir un signal clair en-dessous de 30 km pour le vent méridien à  $60^\circ N$ .

A  $60^\circ N$ , dans le vent méridien, on retrouve un nombre d'onde zonal de 2 entre 30 et 50 km (comme dans la Figure 5.61.c) associée à une onde qui ne se propage pas verticalement, .

– Pour les ondes de plus basses fréquences (cf. Figs. 5.63) :

On retrouve comme pour les ondes de hautes fréquences, une absence de signal entre 30 et 50 km environ dans les champs résiduels de température et de vent méridien à l'équateur. Il pourrait donc y avoir des ondes de Kelvin de différentes fréquences dans le modèle.



**Figure 5.63** – *Composites altitude-longitude instantanées pour les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT. En haut : dans le signal de température. En bas : dans le signal du vent méridien. A gauche : à 60°N. A droite : à l'équateur.*



## 5.8 Contribution des ondes à la superrotation dans le modèle Vénus

Les différentes ondes que je viens d'identifier (cf. section 5.7) vont contribuer à la superrotation de l'atmosphère modélisée en transportant du moment cinétique. La question qui se pose alors est de savoir quelle onde précisément contribue le plus au transport horizontal (en latitude) décrit dans la section 5.6, et donc à la superrotation. Il faut établir si les marées thermiques jouent ou non un rôle clef dans la superrotation, ou bien si ce sont les ondes de hautes fréquences qui contribuent le plus. Il s'agit également de déterminer le type de transport dominant : transport vertical ou horizontal.

### 5.8.1 Transport horizontal de moment cinétique par les ondes

Nous avons vu dans la section 5.6.3 que les transitoires contribuaient grandement au transport horizontal de moment cinétique (par rapport aux stationnaires). Dans cette partie, nous allons étudier quelles ondes plus précisément contribuent à ce transport.

Sur les Figures 5.64 sont représentées la densité des transports horizontaux de moment cinétique par les différents types d'ondes dans le modèle : dans le signal total contenant toutes les fréquences (cf. Fig. 5.64.a), les ondes de hautes fréquences (de périodes inférieures à 8 jT, cf. Fig. 5.64.b), les ondes de plus basses fréquences (de périodes comprises entre 8-30 jT, cf. Fig. 5.64.c) et par les marées thermiques (cf. Fig. 5.64.d). L'expression d'un tel transport s'écrit :  $\overline{\rho u'v'}$ , où la barre représente la moyenne zonale et les primes les perturbations temporelles dans le champ résiduel.  $\rho$  est la densité (cf. section 1.3).

Les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT, contribuent majoritairement au transport horizontal de moment cinétique des hautes latitudes vers l'équateur car le signal total de la Figure 5.64.a peut être expliqué par le signal des ondes de hautes fréquences de la Figure 5.64.b. Le maximum de ce transport horizontal se fait vers 40-50 km en bon accord avec ce qui avait déjà été obtenu avec les diagnostics des flux d'Eliassen Palm (cf. Fig. 5.48.a de la section 5.6.5). Le fait que ces deux méthodes différentes concordent montrent la fiabilité des résultats obtenus.

Il se trouve plus précisément que ce sont les ondes de périodes inférieures à 4 jT qui contribuent majoritairement au transport horizontal vers l'équateur à 50 km (non représenté). Un tel résultat est très important pour la compréhension de la dynamique vénusienne (cf. section 5.2.6) : l'onde à 4 jours terrestres qui est observée dans les nuages (Y couché, cf. section 5.2.6) contribue majoritairement au transport horizontal de moment cinétique vers l'équateur dans le modèle.

Les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT transportent horizontalement un peu de moment cinétique vers 30 km (voir l'intensité du transport sur la Fig. 5.64.c par rapport au transport total de la Fig. 5.64.a). Les marées thermiques contribuent peu au transport horizontal de moment cinétique dans le modèle (cf. Fig. 5.64.d). Ce résultat est également intéressant dans la mesure où il permet d'expliquer ce qui maintient la superrotation équatoriale dans la basse atmosphère et le maximum secondaire observé dans la densité de moment cinétique (cf. section 5.2.6).

Sur la Figure 5.64.e, j'ai rappelé le transport horizontal effectué par la circulation méridienne moyenne dans le modèle (signal lissé sur 1 jV), qui se fait principalement vers les pôles vers 50 km dans le sens opposé au transport effectué par les ondes, et vers l'équateur

en-dessous (vers 40-45 km).

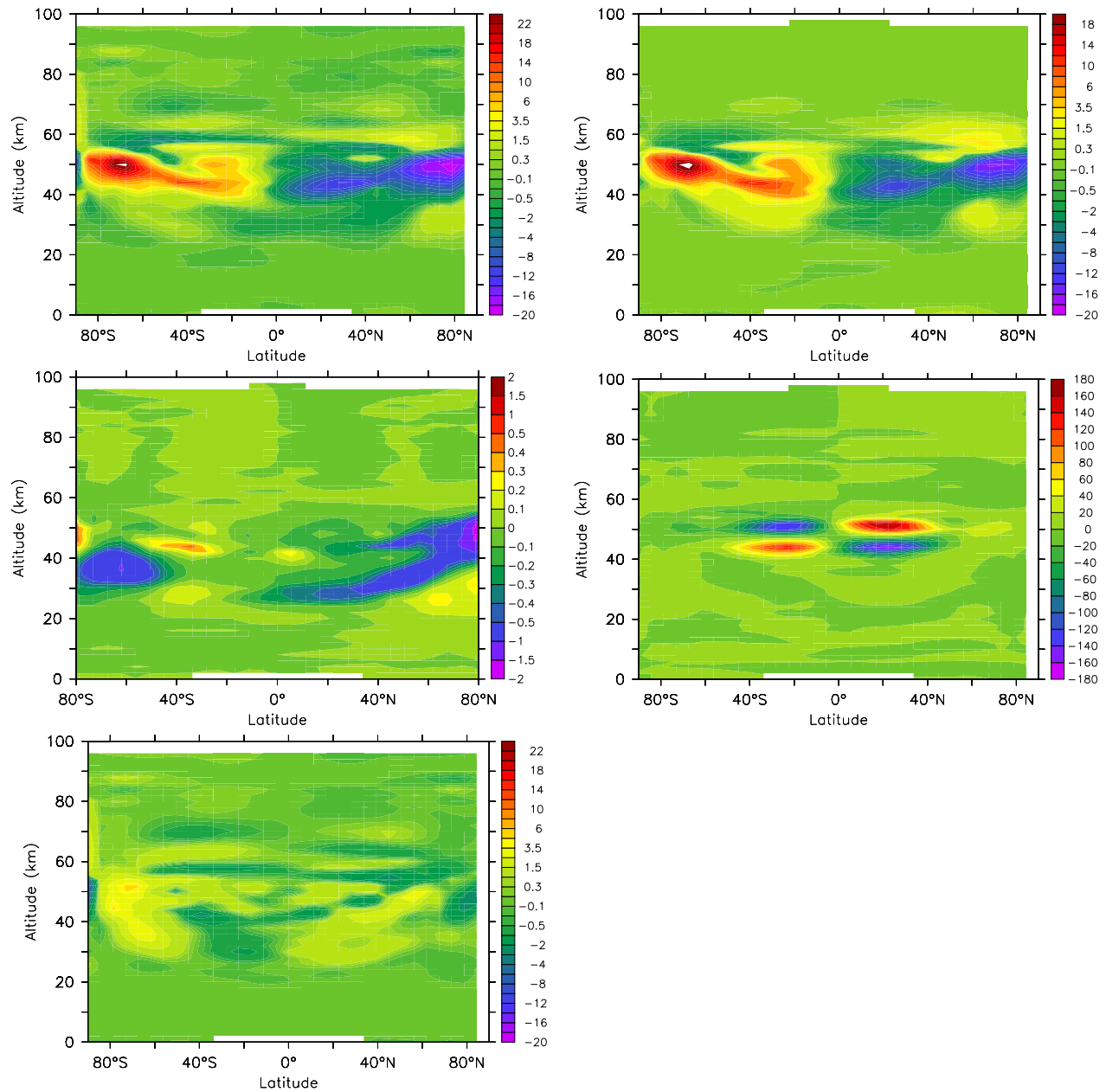
### 5.8.2 Transport vertical de moment cinétique par les ondes

Dans le modèle, le transport vertical de moment cinétique par les ondes (en densité) est représenté sur les Figures 5.65, pour le même type d'ondes que dans les Figures 5.64. La densité du transport vertical par les ondes s'écrit :  $\overline{\rho u' w'}$ , avec les mêmes conventions que précédemment. On constate, tout d'abord, que le transport vertical de moment cinétique par les ondes est moins fort que le transport horizontal, ce qui est plutôt en faveur d'un mécanisme du type de celui décrit par Gierasch (1975) (cf. section 2.6.1.A).

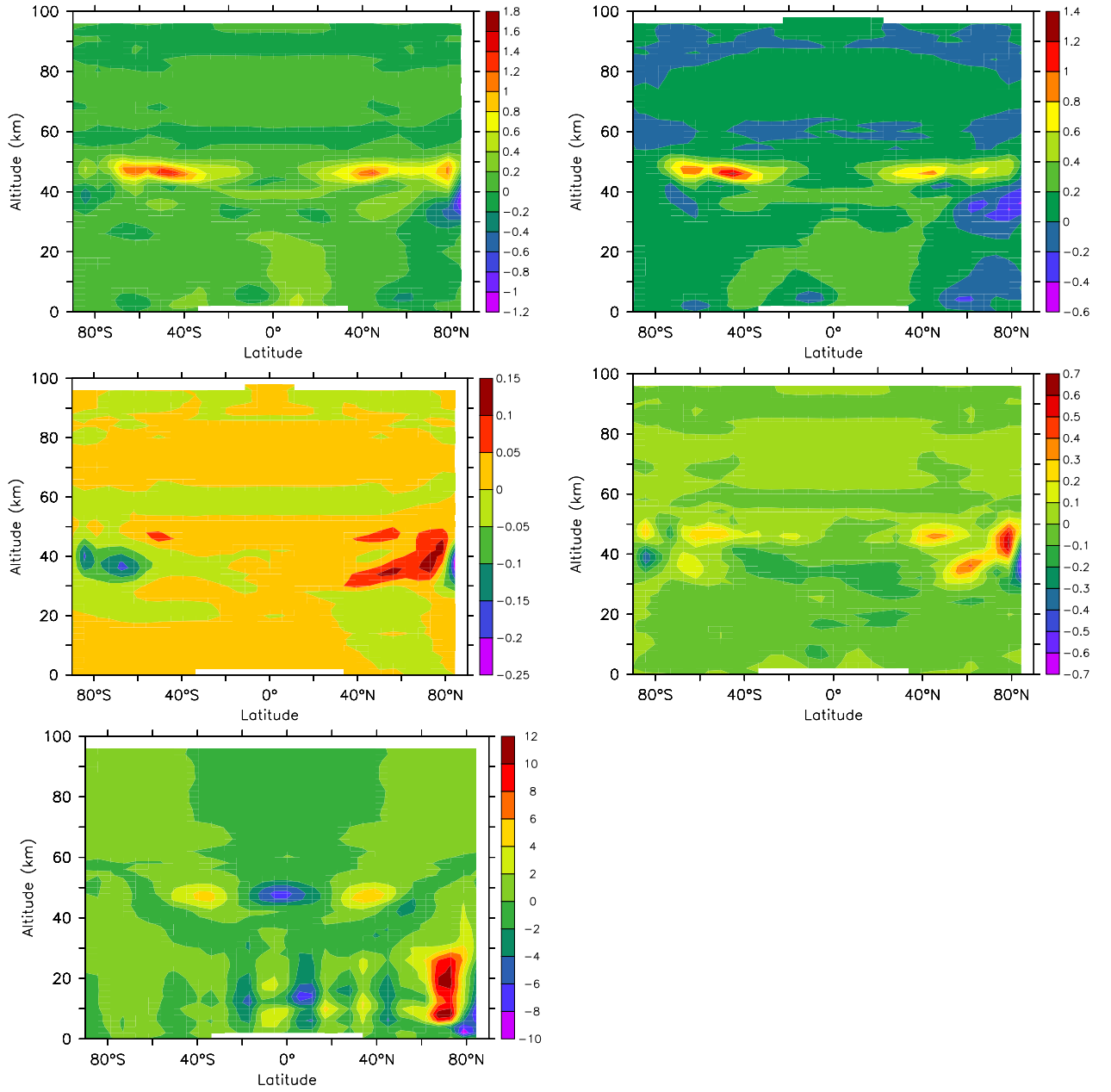
Les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT contribuent également majoritairement au transport vertical de moment cinétique (cf. Figs. 5.65.a et 5.65.b). Ce transport vertical par les ondes de hautes fréquences se fait vers le bas (vent vertical négatif vers le haut), et est maximal vers 45-50 km, entre environ 30° et 70° de latitude. Ce résultat est en accord avec celui obtenu avec la composante verticale du flux d'Eliassen Palm (cf. Fig 5.48.d de la section 5.6.5).

Le transport vertical de moment cinétique par les ondes de plus basses fréquences (de périodes comprises entre 8 et 30 jT) est plus difficile à interpréter (cf. Fig. 5.65.c) : ces ondes transportent verticalement du moment cinétique vers le bas aux hautes latitudes de l'hémisphère nord entre 30 et 50 km environ et vers le bas dans l'hémisphère sud au-delà de 70° de latitude. Cette assymétrie est un peu curieuse et n'est pour le moment pas interprétée. Les marées thermiques transportent le moment cinétique vers le haut en-dessous des nuages et vers le bas au-dessus mais avec une intensité plus faible que le transport effectué par les ondes de hautes fréquences (cf. section 5.65.d).

Sur la Figure 5.65.e est représenté le transport vertical effectué par la circulation méridienne moyenne dans le modèle, qui se fait majoritairement vers le haut dans les régions équatoriales et en suivant les branches ascendantes des différentes cellules méridiennes (cf. section 5.5.2), et vers le bas aux moyennes latitudes au-dessus de 40 km.



**Figure 5.64** – *Transport horizontal de moment cinétique par les ondes transitoires en altitude-latitude ( $\overline{pu'v'}$  en  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ ) (positif vers le pôle nord). En haut à gauche : par toutes les ondes (marées thermiques et ondes de plus hautes fréquences). En haut à droite : par les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. Au milieu à gauche : par les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT. Au milieu à droite : par les marées thermiques (signal total auquel on a soustrait le signal associé aux ondes de périodes inférieures à 30 jT). En bas à gauche : par la circulation méridienne moyenne (signal lissé sur 1 jV).*



**Figure 5.65** – *Transport vertical de moment cinétique par les ondes transitoires en altitude-latitude ( $\overline{\rho u'w'}$  en  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ ) (négatif vers le haut). En haut à gauche : par toutes les ondes (marées thermiques et ondes de plus hautes fréquences). En haut à droite : par les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. Au milieu à gauche : par les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT. Au milieu à droite : par les marées thermiques (signal total auquel on a soustrait le signal associé aux ondes de périodes inférieures à 30 jT). En bas à gauche : par la circulation méridienne moyenne (signal lissé sur 1 jT).*

### 5.8.3 Contributions des marées thermiques à la superrotation

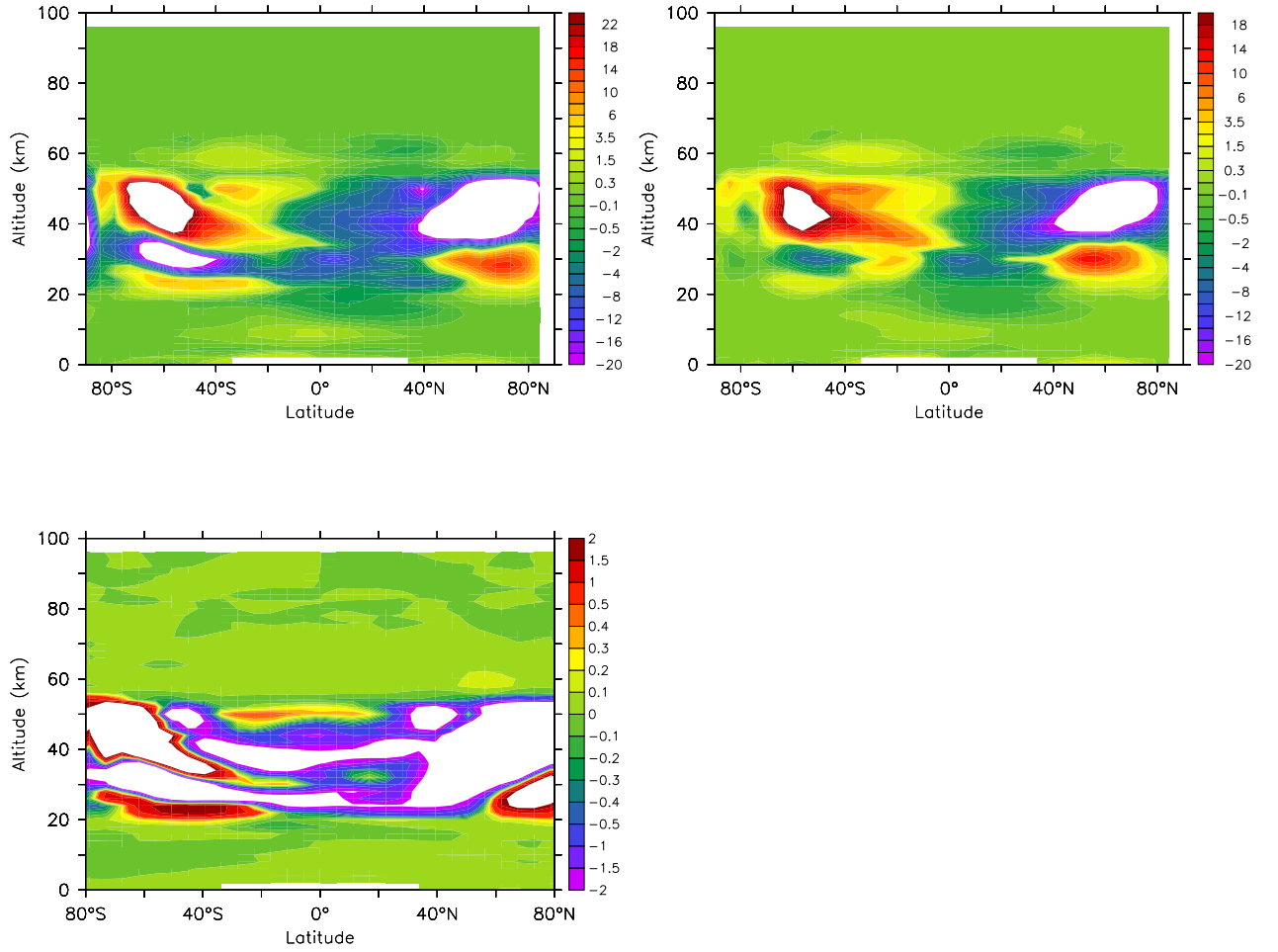
**Transport horizontal.** Les marées thermiques transportent horizontalement du moment cinétique à l'encontre des ondes (cf. Fig. 5.64.d) : vers les hautes latitudes à 50 km et vers l'équateur plus bas vers 45 km. Les marées thermiques transportent donc du moment cinétique en suivant les cellules de Hadley de la circulation méridienne résiduelle au niveau des nuages (cf. Fig. 5.48.e de la section 5.6.5).

**Transport vertical.** Les marées thermiques transportent aussi du moment cinétique verticalement (cf. Fig. 5.65.d). En-dessous de 30 km, il y a une alternance de transport vertical de moment cinétique vers le haut ou vers le bas (on rappelle que le vent vertical est négatif vers le haut). Au-delà de 30 km, le transport vertical de moment cinétique se fait de manière oblique, d'environ  $20^\circ$  de latitude jusqu'aux pôles. Au-delà de 40 km, le moment cinétique est transporté vers le haut dans les régions équatoriales et vers le bas à plus hautes latitudes avec un maximum de transport vertical vers 50 km. Ce transport suit toujours la circulation méridienne et les branches ascendantes sont liées à un transport de moment cinétique vers le haut. Les résultats obtenus sont encore une fois en accord avec ceux de la circulation méridienne résiduelle présentés dans les Figures 5.48.b et 5.48.f de la section 5.6.5.

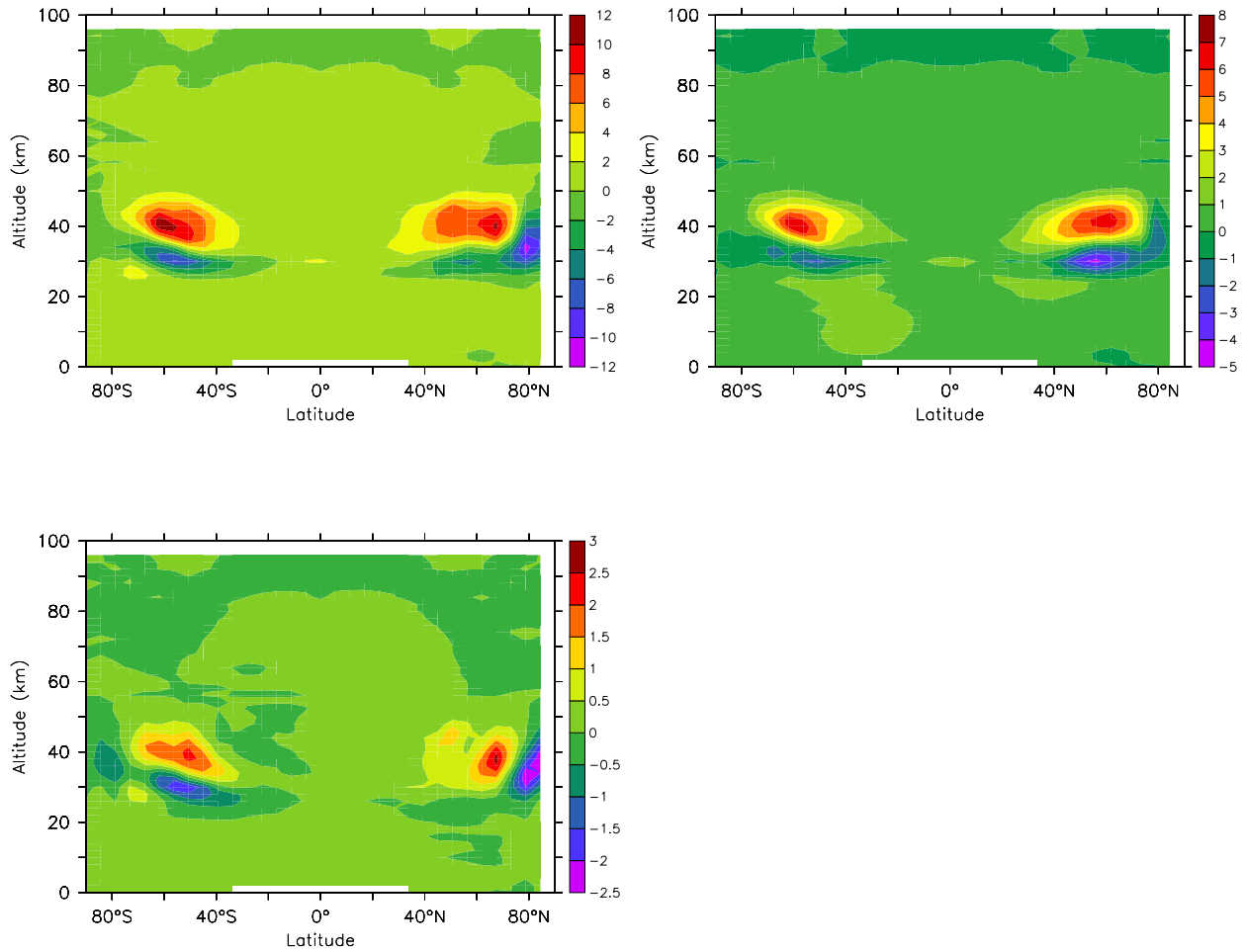
### 5.8.4 Effet du cycle diurne sur le transport de moment cinétique par les ondes (surtout horizontal)

**Transport horizontal.** Le transport horizontal de moment cinétique par les ondes a une intensité plus forte dans la simulation sans cycle diurne que dans la simulation de référence (cf. section 5.8.1). Il se fait toujours globalement vers l'équateur, entre environ 40 et 55 km (cf. Figs. 5.66.a et 5.66.b). Un transport dans le sens inverse (vers les pôles) s'ajoute par rapport à la simulation de référence vers 30 km. Les ondes, de périodes inférieures à 8 jT reproduisent bien ce transport. La distribution du transport horizontal effectué par les ondes de périodes comprises entre 8 et 30 jT est proche de celle obtenue dans la simulation de référence, avec un transport vers l'équateur à plus basse altitude (vers 30 km dans l'hémisphère nord).

**Transport vertical.** Dans cette simulation sans cycle diurne, nous obtenons toujours un transport vertical vers le bas entre environ 35 et 50 km aux hautes latitudes (vers  $60^\circ$ ) dans le signal total (cf. Fig. 5.66.a), dans le signal associé aux ondes de hautes fréquences (cf. Fig. 5.66.b), et dans le signal associé aux ondes de basses fréquences (cf. Fig. 5.66.c). A cela s'ajoute un transport vertical vers le haut dans la couche située en-dessous (vers 30 km). Les ondes de hautes fréquences contribuent toujours majoritairement au transport total. Le transport vertical est curieusement plus fort dans la simulation sans cycle diurne par rapport à la simulation de référence (cf. section 5.8.2). La distribution globale du transport de moment cinétique par les marées thermiques est toujours proche de celle obtenue dans la simulation de référence (cf. section 5.8.3).



**Figure 5.66** – Transport horizontal de moment cinétique par les ondes en altitude-latitude ( $\overline{pu'v'}$ ) dans le MCG Vénus sans cycle diurne (positif vers le pôle nord). En haut à gauche : par toutes les ondes. En haut à droite : par les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. En bas à gauche : par les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT.



**Figure 5.67** – *Transport vertical de moment cinétique par les ondes en altitude-latitude ( $\rho \overline{u'w'}$ ) dans le MCG Vénus sans cycle diurne (négatif vers le haut). En haut à gauche : par toutes les ondes. En haut à droite : par les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. En bas à gauche : par les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT.*

### 5.8.5 Effet de la topographie sur le transport de moment cinétique par les ondes (surtout vertical)

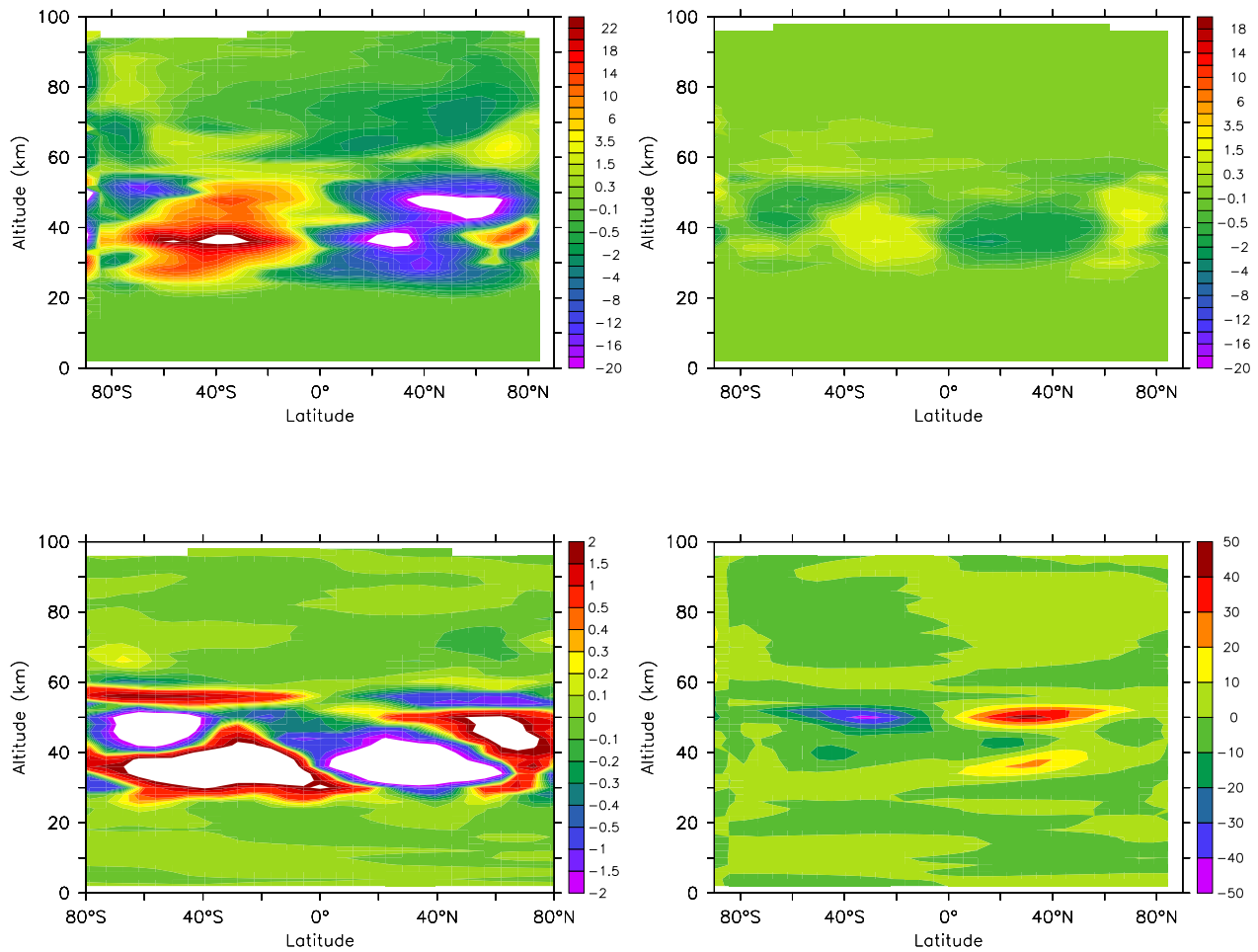
**Transport horizontal.** La distribution du transport horizontal de moment cinétique dans la simulation sans topographie est proche de celle de la simulation de référence (cf. section 5.8.1), mais est plus étendu verticalement (maximum entre 25 et 50 km), probablement en raison de la plus grande extension verticale des cellules de Hadley (cf. Figs 5.68 et 5.44 de la section 5.5.2). L'intensité du transport est également plus fort sans topographie.

La particularité importante de cette simulation est le rôle prépondérant que prennent les ondes de plus basses fréquences dans le transport horizontal, contrairement à la simulation de référence, ce qui indique que la topographie contribue probablement à générer des ondes de hautes fréquences et influe donc sur le transport qu'elles génèrent. La superrotation étant plus faible dans cette simulation sans topographie, il est fort possible que le transport généré par les ondes de hautes fréquences soit un "ingrédient" qui permette de renforcer la superrotation.

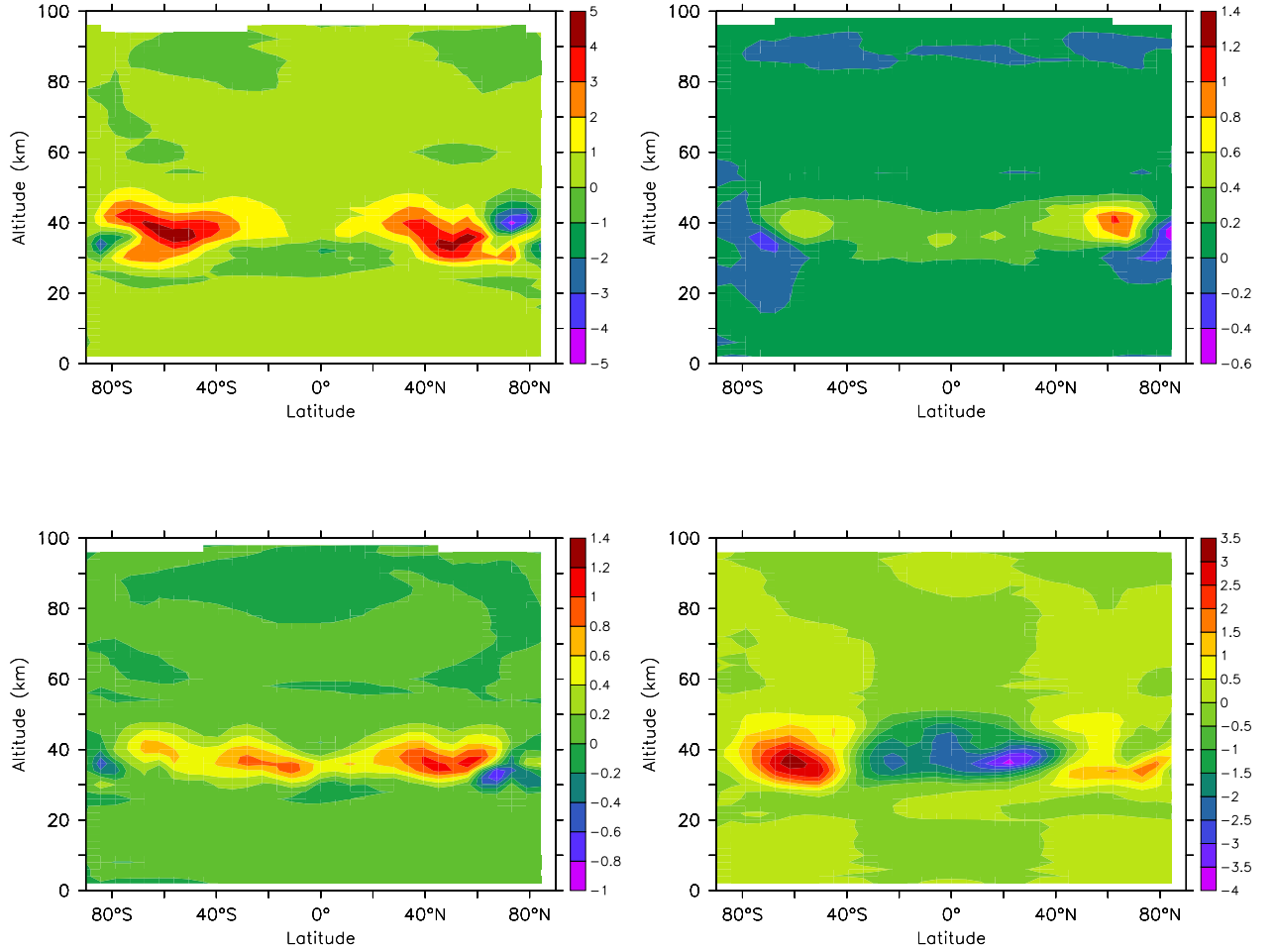
Le transport horizontal par les marées est plus étendu en latitude, moins confiné aux régions équatoriales, ce qui résulte directement des cellules de Hadley qui s'étendent jusqu'aux pôles dans la simulation sans topographie (cf. section 5.5.2).

**Transport vertical.** L'intensité du transport vertical total de moment cinétique par les ondes dans la simulation sans topographie (cf. Fig. 5.69) est plus forte que dans la simulation de référence (cf. section 5.8.2). Les ondes de hautes fréquences (cf. Fig. 5.69.b) prises séparément ne transportent pas plus de moment cinétique en intensité par rapport à la simulation de référence, à la différence des ondes de plus basses fréquences (cf. Fig. 5.69.c) qui contribuent plus au transport vertical.





**Figure 5.68** – *Transport horizontal de moment cinétique par les ondes en altitude-latitude ( $\rho u'v'$ ) dans le MCG Vénus sans topographie (positif vers le pôle nord). En haut à gauche : par toutes les ondes. En haut à droite : par les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. En bas à gauche : par les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 8 et 30 jT. En bas à droite : par la marée diurne.*



**Figure 5.69** – *Transport vertical de moment cinétique par les ondes en altitude-latitude ( $\overline{\rho u'w'}$ ) dans le MCG Vénus sans topographie (négatif vers le haut). En haut à gauche : par toutes les ondes. En haut à droite : par les ondes de hautes fréquences, de périodes inférieures à 8 jT. En bas à gauche : par les ondes de plus basses fréquences, de périodes comprises entre 10 et 30 jT. En bas à droite : par la marée diurne.*

## 5.9 Les traceurs passifs en tant que contraintes de la dynamique

### 5.9.1 Distribution des traceurs

#### A) Traceurs en bandes

J'ai introduit dans le modèle différents types de traceurs passifs afin d'obtenir un premier diagnostic de la circulation dans le MCG Vénus. Ces traceurs passifs sont fixés à une valeur unitaire au début de la simulation puis sont entraînés par les mouvements dynamiques. A partir d'un certain moment, on obtient un état à peu près stabilisé (ou qui évolue sur des échelles de temps beaucoup plus longues). Ces traceurs se comportent donc comme des colorants.

Pour étudier le transport méridien, on impose des traceurs passifs définis par une bande en altitude, et uniformes en latitude et longitude. Le transport horizontal (dans un plan latitude-longitude) peut être visualisé par des traceurs passifs définis par une bande en latitude, à une altitude fixée et uniformes en longitude. Les caractéristiques des traceurs passifs utilisés sont résumés dans la Table 5.3.

Type de traceurs passifs	Caractéristiques	$\phi$	$\lambda$
Traceurs en bande d'altitude	$z$		
	$\text{sol} < z < 30 \text{ km}$	Cte	Cte
	$50 \text{ km} < z < 65 \text{ km}$		
Traceurs en bande de latitude	$65 \text{ km} < z < \text{sommet} (\sim 95 \text{ km})$		
	35km	$60^\circ\text{N} < \phi < 80^\circ\text{N}$	Cte
		$40^\circ\text{N} < \phi < 60^\circ\text{N}$	
		$10^\circ\text{S} < \phi < 10^\circ\text{N}$	
		$40^\circ\text{S} < \phi < 60^\circ\text{S}$	
		$60^\circ\text{S} < \phi < 80^\circ\text{S}$	

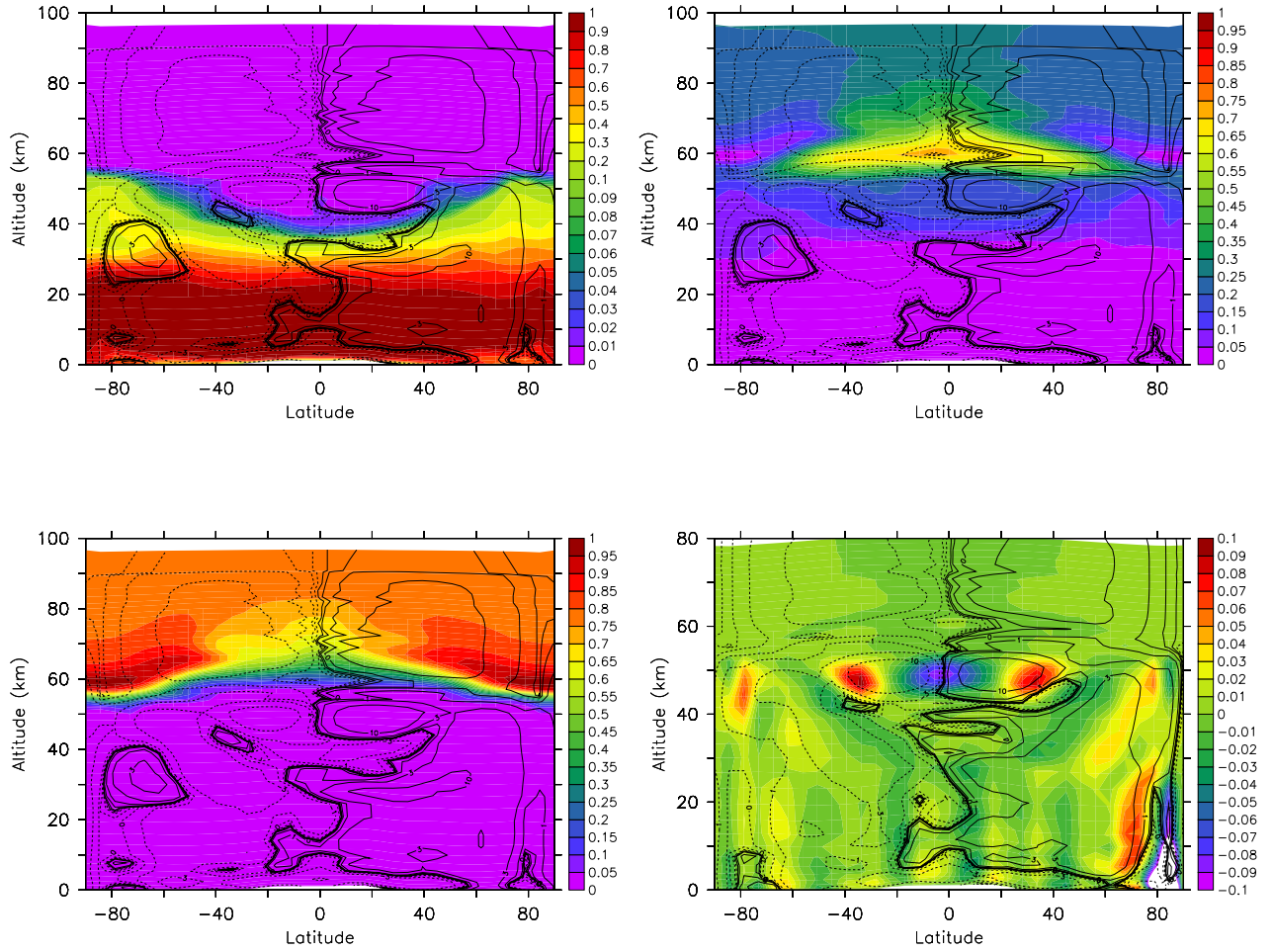
**Tableau 5.3** – *Caractéristiques des traceurs passifs définis dans le modèle Vénus.*

**Cartes méridiennes des traceurs.** Les différents traceurs en bande d'altitude ont été fixés afin de d'étudier les mouvements dynamiques des trois parties principales de l'atmosphère vénusienne (la basse atmosphère sous les nuages, les nuages et la mésosphère). Ces traceurs sont indicateurs du transport fait par la circulation méridienne moyenne et par les ondes.

Dans la troposphère, les traceurs sont transportés par la circulation méridienne moyenne de manière oblique à partir de 30 km, indicateur d'un mouvement ascendant et de la présence de petites cellules secondaires indirectes dans les régions équatoriales entre 30 et 45 km (cf. Fig. 5.70.a). Dans la basse atmosphère, les traceurs sont donc globalement transportés vers le haut et vers les pôles où ils s'accumulent.

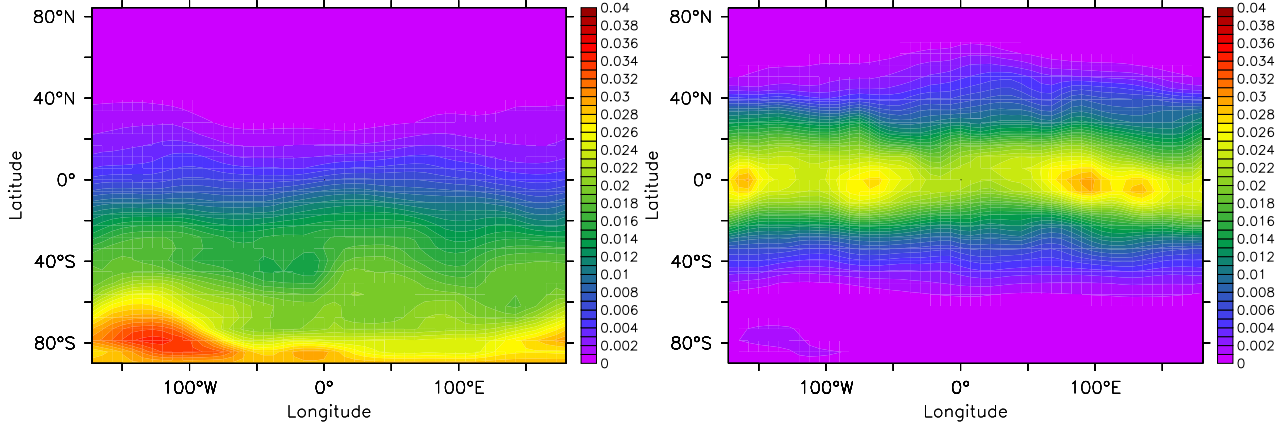
Au sommet des nuages (entre 50 et 65 km), les traceurs sont happés par les grandes cellules méridiennes présentes dans la mésosphères et sont donc entraînés vers le haut au niveau de l'équateur et vers les basses latitudes à 50 km (cf. Fig. 5.70.b). Ce transport vers les basses latitudes à 50 km pourrait être induit par les ondes.

Dans la mésosphère, les traceurs sont entraînés vers le bas au niveau des pôles où ils s'accumulent (cf. Fig. 5.70.c).



**Figure 5.70** – Cartes méridiennes instantanées de traceurs en bande d'altitude, constants en longitude et latitude dans le MCG Vénus. Les traceurs ont été initialement fixés entre le sol et 30 km (en haut à gauche), entre 50 et 65 km (en haut à droite), entre 65 km et le sommet du modèle (en bas à gauche). En bas à droite : vent vertical (négatif vers le haut). Les lignes noires indiquent la fonction de courant.

**Coupes horizontales des traceurs.** Un exemple de variabilité de grande échelle est donnée sur la Figure 5.71, où l’oscillation de traceurs passifs en bande de latitude est particulièrement visible aux hautes latitudes, indicateur d’une forte activité ondulatoire dans ces régions.



**Figure 5.71** – Coupes (latitude-longitude) instantanées de traceurs en bande de latitude, constants en longitude et à 35 km dans le MCG Vénus. Les traceurs ont été initialement fixés entre 60°S et 80°S (à gauche), entre 10°S et 10°N (à droite).

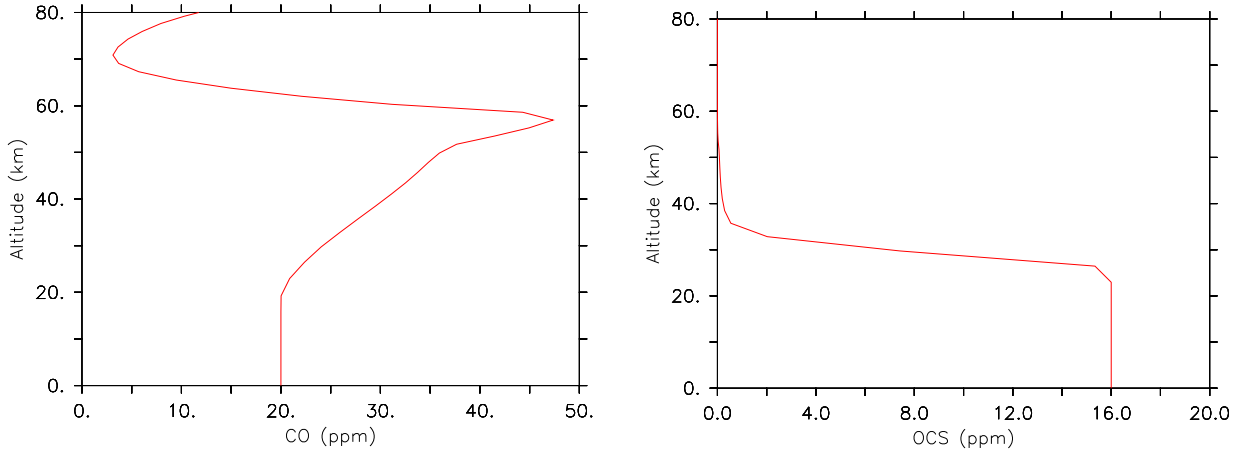
## B) Traceurs CO et OCS (article mené par Emmanuel Marcq)

J’ai introduit deux traceurs “idéalisés” dans le MCG vénus, qui permettent de simuler le comportement des composés CO et OCS, selon la méthode décrite dans la section 5.4.2. La constante de temps de relaxation est fixé à  $\tau \sim 10^5$  s dans les résultats présentés ci-dessous et les profils verticaux de CO et OCS imposés sont proches de ceux de Krasnopolsky and Pollack (1994); Krasnopolsky (2007) et sont représentés sur les Figures 5.72.

La valeur de la constante de temps chimique est grossièrement choisie pour permettre une première étude des variations latitudinales et du transport de ces composés, en attendant des études de cinétiques chimiques plus complètes. Une valeur comprise entre environ  $10^4$  et  $10^5$  s avait été proposée lors des observations de Galileo/NIMS. Une étude plus approfondie de l’impact de cette constante de temps chimique sur les distributions a été faite par Marcq et al. (2008b). Généralement, une constante de temps trop faible conduit à une chimie très active et donc à un lissage des variations latitudinales. Parallèlement, une constante de temps chimique trop grande conduit à une dynamique forte et donc encore à une diminution des contrastes latitudinaux.

Marcq et al. (2008b) a également mené une étude plus approfondie sur l’impact des profils verticaux imposés.

L’étude des variations latitudinales et des coupes obtenus pour OCS et CO avec le modèle de traceur introduit dans le MCG a également été faite par Marcq et al. (2008b).



**Figure 5.72** – *Profils verticaux du type CO (à gauche) et OCS (à droite) imposés dans le MCG Vénus.*

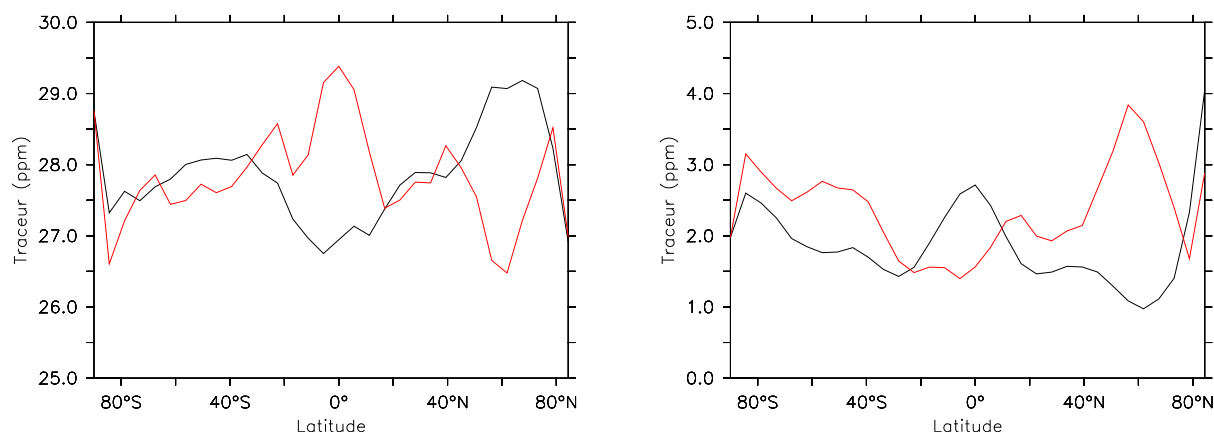
Je donne ici les principaux résultats obtenus à l'aide d'une simulation effectuée avec une constante de temps de relaxation moyenne et les profils verticaux donnés précédemment.

a) Variations latitudinales de CO et OCS (jour-nuit) dans le modèle  
et comparaison aux observations de Venus Express

Le modèle permet, à l'aide de ce schéma très simple de traceurs “idéalisés”, de reproduire l'anticorrélation entre CO et OCS qui avait été observée lors des mesures depuis la Terre par SpeX/IRTF (Marcq et al., 2005; Marcq and Encrenaz, 2006) et lors des observations de Venus Express/VIRTIS (Marcq et al., 2008).

La Figure 5.73 représente les profils latitudinaux de CO à 35 km et OCS à 33 km, aux points subsolaire et antisolaire. Ces altitudes ont été choisies pour faciliter la comparaison avec les observations de ces composés effectuées à 35 km pour CO (Bougher et al., 1997b) et à 33 km pour OCS (Pollack et al., 1993). Les deux composés sont anticorrélés : un enrichissement en CO dans les régions équatoriales est associé à un appauvrissement en OCS. Cela vient en partie de l'équilibre chimique qui lie ces deux composés (cf. section 5.2.3) et de leurs gradients verticaux globalement opposés dans la troposphère : le monoxyde de carbone est produit dans l'atmosphère supérieure par photodissociation du  $\text{CO}_2$  alors que OCS est produit à la surface.

La forte anticorrélation dans les abondances de ces deux composés entre le jour et la nuit, indique une forte variabilité en longitude dans la circulation méridienne de la basse atmosphère. Cette anticorrélation entre le jour et la nuit n'a pas été observée étant donné que les observations ont toutes été menées dans le côté nuit, où l'émission thermique dans les fenêtres infrarouges est mesurable. Le monoxyde de carbone étant produit par la photodissociation du dioxyde de carbone, il n'est pas aberrant de le trouver maximum au point subsolaire (côté jour).



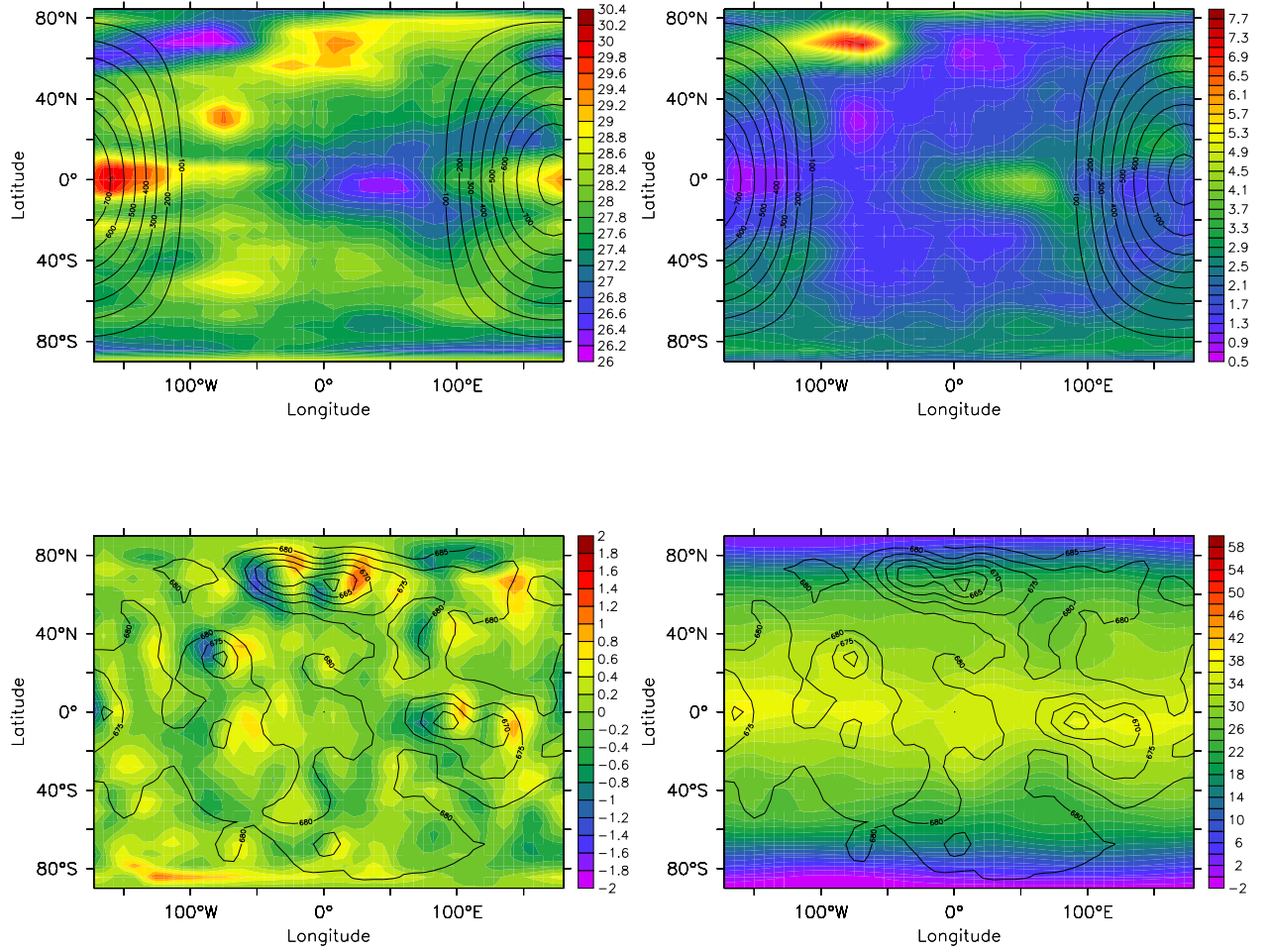
**Figure 5.73** – *Profils latitudinaux de CO à 35 km (à gauche) et OCS à 33 km (à droite) dans le MCG Vénus (en rouge, subsolaire et en noir, antisolaire).*

D'autres études plus approfondies devront donc être menées pour étudier la variabilité de la circulation par son impact sur les mécanismes de transport, et ainsi mieux contraindre la circulation de la basse atmosphère de Vénus.

#### b) Cartes latitude-longitude des traceurs

Les coupes (latitude-longitude) de CO à 35 km et OCS à 33 km confortent les remarques faites ci-dessus, à savoir une anticorrélation claire entre CO et OCS et des contrastes latitudinaux inversés entre le jour et la nuit pour les deux composés (cf. Figs. 5.74.a et 5.74.b). On observe effectivement un enrichissement de CO qui débute le matin et un enrichissement de OCS qui débute le soir. Les abondances de ces composés sont donc fortement liées à des variations dans la circulation méridienne induites par le soleil.

Une asymétrie zonale et latitudinale apparaît sur ces coupes, qui est liée à la topographie, par l'effet du vent vertical (cf. Fig. 5.74.c). L'écoulement zonal se faisant massivement vers l'ouest à ces altitudes (cf. Fig. 5.74.d), une vitesse verticale descendante apparaît systématiquement devant une topographie en amont de l'écoulement, suivie d'une vitesse verticale ascendante, au-dessus du relief (ou au bord aval du relief), puis à nouveau d'une vitesse verticale ascendante en aval de l'écoulement. Cette alternance de hautes et basses pressions peut s'expliquer par le théorème de Kelvin (cf. section 1.2.5 et Fig. 1.3).

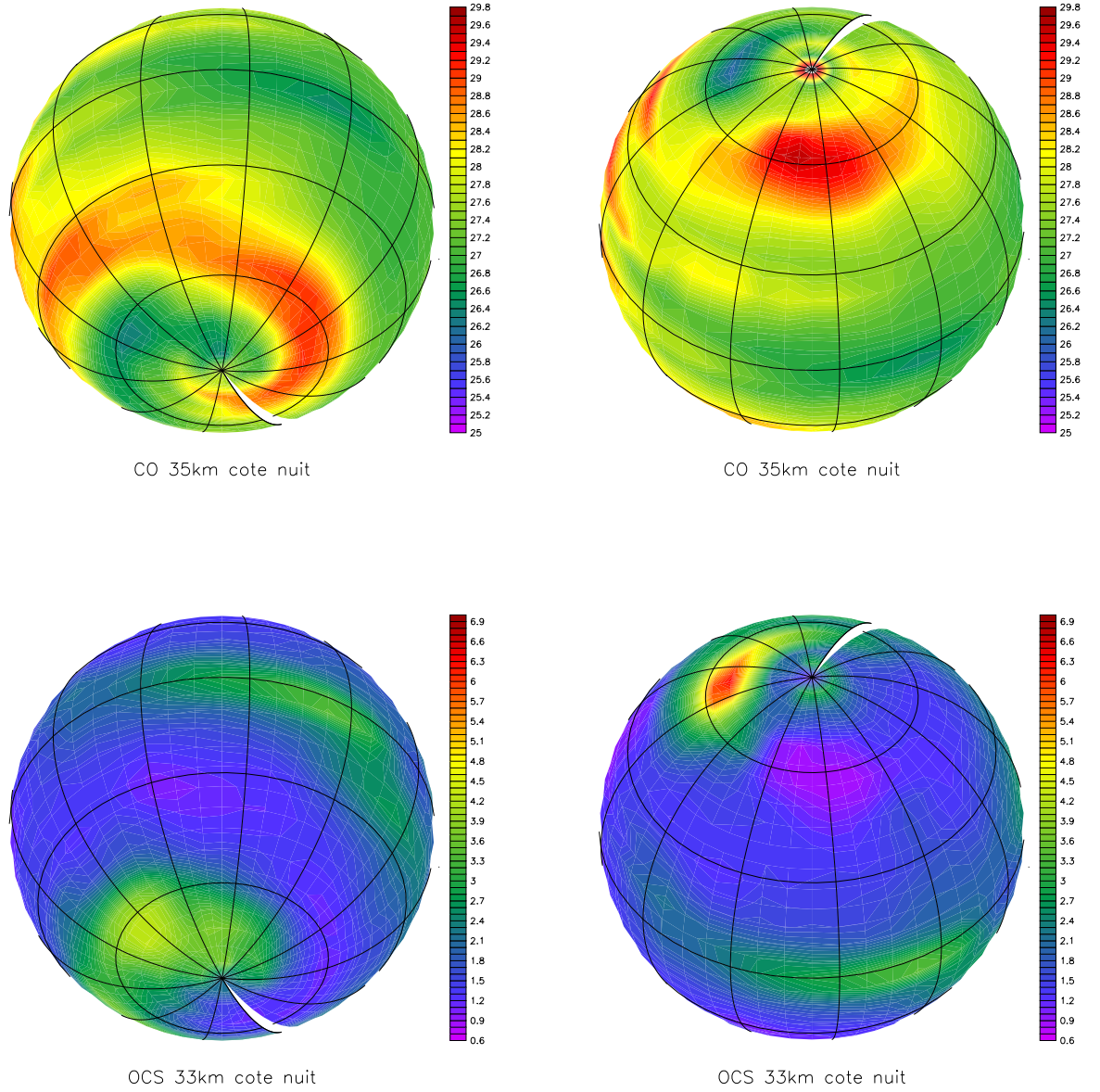


**Figure 5.74** – Coupes (latitude-altitude) instantanées de CO (en haut à gauche) à 35 km et OCS (en haut à droite) à 33 km dans le MCG Vénus. Les lignes noires donnent le flux solaire au sommet de l’atmosphère (en  $W m^{-2}$ ). Le maximum correspond au point subsolaire et le terminateur est pris pour  $1 W m^{-2}$ . Le soleil se déplaçant d’ouest vers l’est, le soir se situe à  $100^{\circ}E$  et le matin à  $100^{\circ}W$ . En bas : coupes instantanées de la vitesse verticale (négative vers le haut, en  $Pa s^{-1}$ ) à 35 km (à gauche) et du vent zonal (en  $m s^{-1}$ , à droite), avec la température de surface en superposée (en K), indiquant la topographie.



c) Projections sphériques des traceurs côté nuit

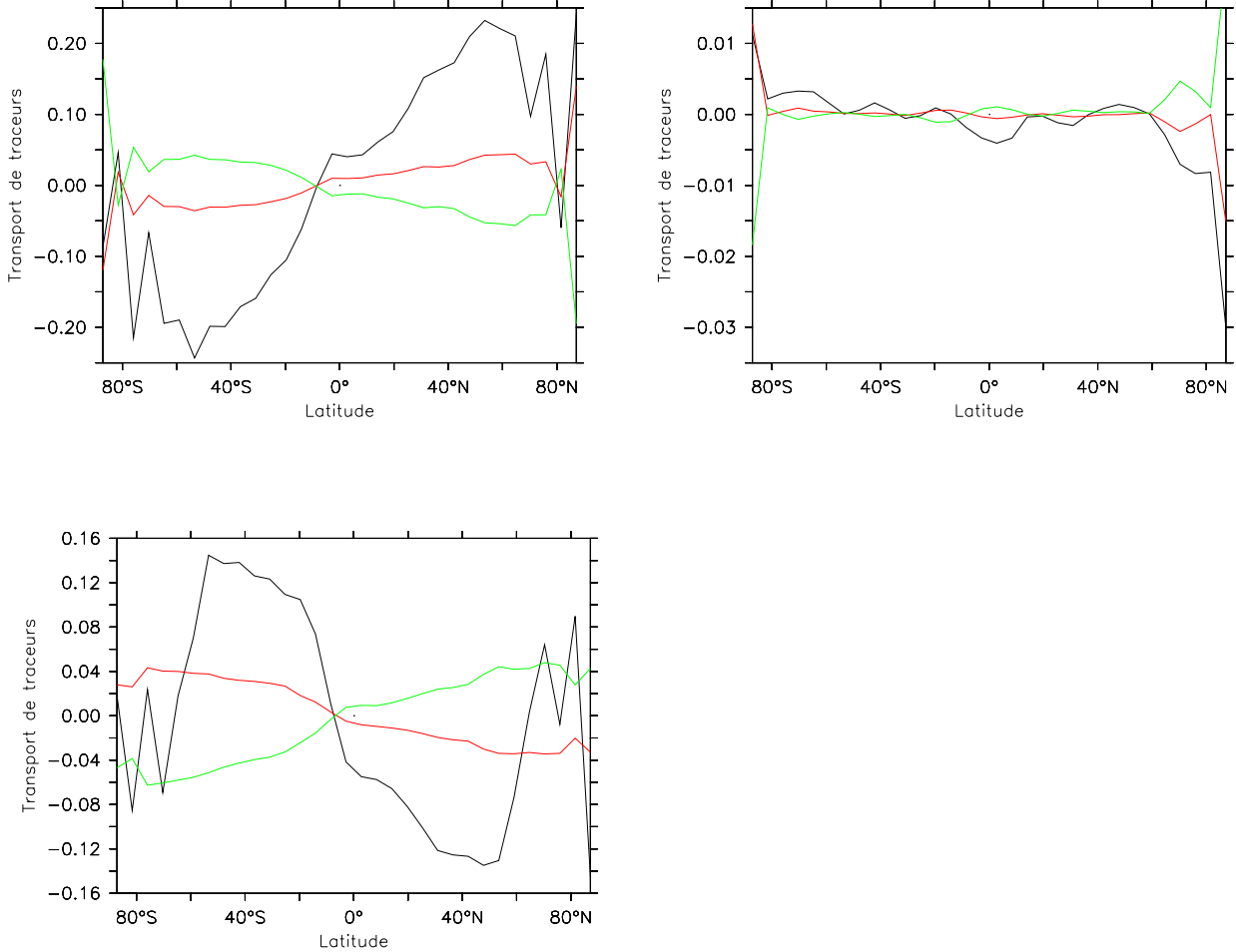
Une autre manière de visualiser les traceurs CO et OCS est de les regarder en projection sur la sphère aux altitudes où ils sont observés (cf. Fig. 5.75). Une telle représentation permet de visualiser l'enroulement de ces traceurs autour des vortex polaires et ainsi de mieux contraindre la dynamique à ces endroits extrêmes. On constate que ces traceurs sont emportés depuis les hautes latitudes jusque vers les pôles par les deux systèmes dépressionnaires dominants qui existent au-dessus des pôles sur Vénus.



**Figure 5.75** – Sphères côté nuit de CO (en haut) à 35 km et OCS (en bas) à 33 km. A gauche : dans l'hémisphère sud. A droite : dans l'hémisphère nord. La rotation de la planète solide (comme les vents zonaux moyens) se fait d'est vers l'ouest. Les cercles de latitude sont tous les 30° de latitude. Le pôle sud est en bas sur les figures de gauche et le pôle nord est en haut sur les figures de droite. L'encoche blanche indique le méridien correspondant au point subsolaire côté jour. Le méridien opposé indique donc le méridien du point antisolaire.

### 5.9.2 Transport des traceurs

Le transport horizontal des traceurs de type CO et OCS, et de quantité de mouvement par la circulation méridienne moyenne ou les ondes (stationnaires ou transitoires) est présenté sur la Figure 5.76 à 60 km. Ces diagnostics permettent de contraindre les différents types de transport dans le MCG Vénus.



**Figure 5.76** – *Transport horizontal des traceurs CO (en rouge) et OCS (en vert), et de quantité de mouvement à 60 km dans le MCG Vénus, en moyenne zonale et temporelle (sur 1 jV). En haut à gauche : transport méridien ( $\overline{[u][v]}$ ,  $\overline{[v][q_{CO}]}$ ,  $\overline{[v][q_{OCS}]}$ ). En haut à droite : transport par les stationnaires ( $\overline{[u^*v^*]}$ ,  $\overline{[v^*q_{CO}^*]}$ ,  $\overline{[v^*q_{OCS}^*]}$ ). En bas : transport par les transitoires ( $\overline{[u'v']}$ ,  $\overline{[v'q_{CO}']}$ ,  $\overline{[v'q_{OCS}']}$ ).*

On constate que les deux types de traceurs (CO et OCS) ne sont pas transportés de la même manière : CO est transporté par la circulation méridienne moyenne vers les pôles (en rouge), alors que OCS “suit” plutôt les transitoires qui le ramène vers l’équateur (en vert).

Il est difficile de dire à ce stade de travail si ces transports opposés sont dûs aux

différents gradients verticaux entre ces deux composés.

## 5.10 Bilan

L'équipe travaille encore sur des simulations de Vénus, avec des soucis qui n'ont pas abouti à temps à une simulation de référence satisfaisante. En attendant, les outils d'analyse des processus que j'ai développés, en m'appuyant sur une simulation disponible, ont montré le genre d'analyse qui peut être faite, a été présentée dans cette partie. Les résultats qui sont obtenus devront donc être validés lorsqu'une simulation plus satisfaisante sera disponible. Cependant, les résultats obtenus sont robustes, d'une simulation à une autre et sont globalement cohérentes avec les observations.

Le transport de moment cinétique se fait en altitude par la circulation méridienne moyenne dans les régions équatoriales alors que les ondes ramènent le moment cinétique vers la surface aux hautes latitude. Le transport de moment cinétique se fait en latitude vers l'équateur par les ondes dans les nuages (vers 50 km), à l'encontre du transport par la circulation méridienne moyenne vers les pôles, selon le mécanisme de Gierasch. Ce sont les ondes de hautes fréquences, et en particulier les fameuses ondes à 4-5 jours terrestres de période qui sont observées, qui contribuent le plus à maintenir cette superrotation équatoriale, alors que les marées thermiques ne participent que de manière secondaire. Le transport vertical de moment cinétique est moins intense que le transport latitudinal dans le modèle.



**Figure 5.77** – *Transit de Vénus devant le soleil pendant le 8 juin 2004. L'atmosphère de Vénus y est visible (Image de Comolli, sur le site de Astronomy Picture Of the Day : <http://apod.nasa.gov/apod/>).*

# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

## 5.11 Conclusions

Les travaux effectués pendant cette thèse ont eu pour objectifs d’analyser les mécanismes responsables des dynamiques qui sont observées sur Vénus et Titan et de développer les outils d’analyse qui permettront de répondre aux questions que nous nous sommes posées sur les circulations de ces atmosphères. Une des premières actions a été de documenter puis d’étudier en détail la superrotation atmosphérique de ces deux atmosphères à l’aide des modèles climatiques et du jeu d’observations dont nous disposons. La problématique était la suivante : ce problème dynamique attend pour être expliqué le développement de Modèles de Circulation Générale et l’analyse des simulations de sortie, contraints par des observations de plus en plus nombreuses et précises. Des conclusions intermédiaires, à chaque fin de section, ont été faites mais nous nous permettons de rappeler ici les principaux résultats du travail de cette thèse.

**Sur Titan.** Dans un premier temps, nous nous sommes donc intéressés au cas de Titan, qui bénéficie d’un modèle de circulation bidimensionnel efficace et que nous avons validé par la comparaison aux observations récentes de Cassini-Huygens et grâce à une collaboration avec le Laboratoire d’Etudes Spatiales et d’Instrumentation en Astrophysique.

La structure thermique modélisée est proche de celle observée par Cassini/CIRS pendant le solstice d’hiver nord et de celle observée depuis la Terre pour des saisons différentes. Cependant, la stratosphère supérieure (au-dessus de 0.05 mbar) est systématiquement trop chaude dans le modèle, ce qui a pour conséquence une mauvaise représentation de la strato-pause. Ce biais a été relié à la structure de la brume dans le modèle et à des effets radiatifs qui ne sont pas représentés dans cette région, comme l’effet de refroidissement du cyanure d’hydrogène (HCN). Le modèle 2D produit une forte superrotation, avec des vents zonaux qui atteignent  $200 \text{ m s}^{-1}$  aux hautes latitudes d’hiver entre 200 et 300 km (0.1-1 mbar). Les vents zonaux modélisés sont en bon accord avec les vents déduits des observations d’occultation, de Cassini/CIRS et de Huygens/DWE. Des modifications dans la structure thermique sont couplées à des modifications de la circulation méridienne modélisée et de l’extension du vortex polaire, ce qui affecte les distributions des composés chimiques, particulièrement dans les régions polaires d’hiver. Quand on augmente l’altitude de la zone

de production des aérosols, la circulation méridienne résultante est plus faible et le mélange vertical et horizontal dû au vortex polaire est moins étendu en latitude. Il y a un bon accord entre les distributions chimiques modélisées et les observations dans les régions équatoriales. La différence entre les gradients verticaux observés de  $C_2H_2$  et HCN peut être un indicateur de l'intensité relative de la circulation et d'une perte chimique de HCN. Le gradient vertical négatif de l'éthylène ( $C_2H_4$ ) dans la basse stratosphère à  $15^\circ S$ , ne pouvait être modélisé par de simples modèles 1D. Il est expliqué ici par les mouvements dynamiques d'advection depuis le pôle d'hiver vers l'équateur dans la basse stratosphère et par le fait que ce composé ne condense pas. Près du pôle d'hiver ( $80^\circ$ ), certains composés observés par Cassini/CIRS ( $C_4H_2$ ,  $C_3H_4$ ) montrent un minimum dans les profils verticaux, alors que les profils modélisés sont bien mélangés sur toute la colonne verticale d'atmosphère. Ce minimum est lié à l'intensité de la circulation méridienne, et à l'extension latitudinale du vortex polaire où des mouvements descendants forts sont présents. Dans l'hémisphère d'été, les abondances stratosphériques observées par Cassini/CIRS sont relativement uniformes en latitude, alors que le modèle maintient un enrichissement résiduel au-dessus du pôle d'été dû à une cellule méridienne secondaire, résiduelle de la cellule d'automne (entre 1 et 50 mbar, aux latitudes sud entre  $40$  et  $50^\circ$ ). L'intensité, de même que l'extension spatiale et temporelle de cette structure, sont difficiles à comprendre, et peuvent être liées à des processus de mélange horizontaux qui manquent dans le modèle. Cette restriction peut également être responsables d'autres sources d'incertitudes. L'ensemble des mécanismes principaux qui gouvernent l'atmosphère de Titan et qui permettent la superrotation est donc bien modélisé par le 2D-CM, même si certains désaccords subsistent, probablement liés aux limites du modèle (modèle bidimensionnel, ondes planétaires non paramétrées, extension verticale du modèle limitée).

La comparaison du modèle aux résultats de la mission Cassini-Huygens a constitué une épreuve importante à la fois pour la validité du modèle, pour l'interprétation des observations et pour les théories de circulation générale atmosphérique.

**Sur Vénus.** Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à Vénus, dont l'atmosphère est également le siège de ce phénomène dynamique passionnant qu'est la superrotation.

Selon l'état d'avancement du modèle Vénus, diverses simulations ont été analysées pendant cette thèse. Nous avons à chaque fois retenu celles qui présentent le phénomène de superrotation, avec des vents zonaux plus ou moins forts. Les études qui ont été menées sur ces simulations, qui couvrent les trois ans de ma thèse, ont toutes conduit à des résultats similaires en terme de mécanismes avec des intensités plus ou moins fortes : toutes présentent une circulation méridienne moyenne sous forme de deux cellules de Hadley, plutôt au niveau des nuages, dont l'extension verticale est plus ou moins marquée ; la branche supérieure des cellules de Hadley est très robuste et très intense et son altitude se situe toujours vers 50-60 km, en bon accord avec les observations faites sur le côté jour ; une zone de refroidissement radiatif vers 50 km est également toujours présente et est liée à la circulation méridienne moyenne ; la circulation méridienne présente une grande variabilité jour-nuit ; le modèle reproduit bien la variabilité verticale du vent méridien qui a été observée par les sondes Pioneer Venus ; le maximum de vent zonal se fait au-dessus des nuages (au-dessus de 60 km environ), en lien avec des régions équatoriales plus chaudes que les pôles ; des instabilités barotropes aux hautes latitudes et inertielles à l'équateur sont toujours présentes ; la densité du moment cinétique est maximum dans la basse atmosphère

(en-dessous de 30 km) ; le transport horizontal de moment cinétique se fait vers l'équateur par les ondes de hautes fréquences ; ce transport horizontal est plus intense que le transport vertical, ce qui est plutôt en faveur d'un mécanisme du type de celui décrit par Gierasch (1975) ; Rossow and Williams (1979) ; le transport horizontal par la circulation méridienne moyenne se fait toujours vers les hautes latitudes au niveau de la branche supérieure des cellules de Hadley ; les marées thermiques (diurne et semi-diurne) sont toujours présentes et se propagent vers l'est (en suivant le soleil) à l'opposé des ondes de hautes fréquences ; ces marées thermiques se propagent verticalement à partir de la zone de maximum de chauffage (située à la base des nuages, vers 45 km), vers le haut au-dessus des nuages et vers le bas en-dessous ; Les ondes de hautes fréquences se propagent verticalement depuis la basse atmosphère et rencontrent des zones instables où elles ne peuvent plus se propager. Dans cette simulation, nous avons trouvé que les transitoires jouent un rôle dominant dans le transport de moment cinétique par les perturbations, à l'origine du phénomène de superrotation modélisé. La nature des ondes modélisées : ondes de Kelvin à l'équateur sous les nuages et ondes de Rossby aux hautes latitudes au-dessus, est à confirmer. Ces résultats seront à valider avec une simulation de référence plus satisfaisante quand les difficultés du modèle seront résolues. Malgré les imperfections du modèle vénusien, les outils développés ont montré leur pertinence pour étudier les mécanismes de transport de moment cinétique et de traceurs.

## 5.12 Perspectives

### **Etude des ondes sur Titan et de leur rôle dans les mécanismes de transport.**

Des études analogues à celles qui ont été faites avec la simulation Vénus devront être faites avec un modèle Titan 3D. En particulier, il s'agira de comprendre le rôle des ondes planétaires, qui seront explicitement présentes dans le modèle, dans les mécanismes de transport des composés chimiques. Ces ondes peuvent jouer un rôle important près des pôles. On pourra chercher également à comprendre les différences entre les circulations de ces deux atmosphères présentant le phénomène de superrotation : celles de Vénus et de Titan. Avec ces deux modèles, il sera alors possible de conclure sur l'origine de ce phénomène dynamique.

### **Validation des résultats obtenus dans cette thèse avec une simulation Vénus plus satisfaisante.**

Les résultats obtenus avec la simulation Vénus actuellement disponible et pas encore satisfaisante, étant confortés par certaines observations et proches des résultats donnés par les modèles newtoniens, on a de bonnes raisons de croire qu'ils sont robustes et qu'ils passent au-dessus des soucis techniques qu'il reste à résoudre. Cependant, pour une bonne compréhension de ce phénomène de superrotation sur Vénus, il est nécessaire, à terme, de tester les principales hypothèses qui ont été soulevées par ce travail dans un cadre plus rigoureux.

**Etude de la variabilité de la circulation méridienne vénusienne et de son impact sur les mécanismes de transport.** Les résultats du modèle sont très différents selon qu'on regarde une situation moyenne ou une situation instantanée. Les observations



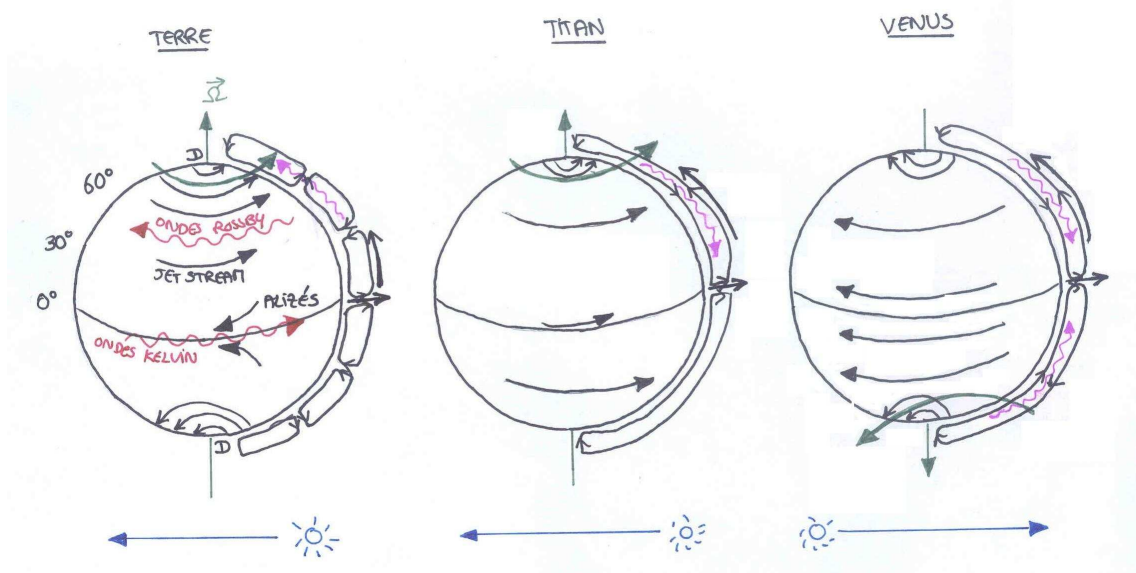
disponibles montrent également une grande variabilité jour-nuit : dans la température thermosphérique, dans le vent zonal au-dessus de 60 km et dans toute la structure verticale du vent méridien. Lorsqu'une simulation plus satisfaisante sera disponible, il sera donc indispensable d'étudier de manière approfondie la variabilité de la dynamique vénusienne, afin de mieux comprendre la circulation méridienne et son impact en terme de transport.

**Paramétrisation des ondes de gravité générées par de la convection et impact sur le transport vertical de moment cinétique dans le modèle Vénus.** Il est possible que les ondes de gravité générées près de la surface par de la convection transportent verticalement le moment cinétique dans la basse atmosphère, permettant d'une part d'expliquer le transfert vertical de moment cinétique dans la basse atmosphère et d'autre part d'expliquer l'accumulation de moment cinétique dans la basse atmosphère, par le déferlement de ces ondes au niveau des couches instables. Ces ondes pourraient contribuer à la superrotation en renforçant ainsi les vents zonaux.

**Rôle de la turbulence et lien entre les différentes échelles pour la compréhension du phénomène de superrotation.** Pendant cette thèse, nous n'avons pas abordé (juste mentionné dans la partie introductive) le problème de la dissipation et de l'impact qu'elle peut avoir sur la superrotation. Ce terme très important dans les équations, est paramétré dans les modèles de circulation et mériterait d'être précisément étudié car il regroupe des processus assez variés pour lesquels la physique n'est pas toujours bien comprise, comme la turbulence. C'est un peu le paramètre "fourre tout", mais qui a un rôle dans la stabilité des modèles. Il est surtout très important de s'assurer de ne pas inclure dans ce paramètre des phénomènes ondulatoires. L'atmosphère de Vénus pourrait également bien se prêter à des études sur les problèmes de cascade d'énergie entre les différentes échelles, problèmes qui ne sont pas encore clairement compris dans l'atmosphère terrestre.

**Etude dimensionnelle du phénomène de superrotation et planétologie comparée.** Une fois que le modèle Vénus sera finalisé, une étude très simple, proche des études adimensionnelles qui sont menées dans les expériences en laboratoire sur les fluides, pourra être menée pour étudier l'impact de chaque paramètre principal (rotation solide, chauffage différentiel, etc.) sur les régimes dynamiques obtenus. Lorsque le modèle 3D de Titan sera disponible, ces études pourront être étendues en terme de planétologie comparée et pourront permettre de cibler les mécanismes importants dans ce phénomène. Certaines questions pourront être approfondies, comme comprendre les mécanismes précis qui contrôlent l'extension horizontale, verticale et l'intensité de la circulation de Hadley, etc.

Et maintenant, pour voir si vous avez suivi, voici le nouveau grand "jeu de Charlie" au pays de chercheurs : un Cheddar et al. 2003 et un Millésime et al., 2001 se cachent dans le manuscrit, il s'agit de trouver où ils se cachent...



**Figure 5.78** – Comparaison de la dynamique de Vénus (à droite), Titan (au milieu) et de la Terre (à gauche) telle qu'elle est modélisée actuellement à l'aide des différents modèles. En bleu : déplacement du soleil dans le ciel. En vert : rotation de "l'objet tellurique solide". En noir : direction des vents zonaux, circulation méridienne moyenne, et transport de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne. En rouge : les ondes. En violet : transport de moment cinétique par les ondes.



# Glossaire



Symbols	Définitions
MCG (GCM en anglais)	Modèle de Circulation Générale
2D-CM	Modèle Climatique 2D
LMD	Laboratoire de Météorologie Dynamique
LESIA	Laboratoire d'Etudes Spatiales et Instrumentation en Astrophysique
SA	Service d'Aéronomie
LAPLACE	Laboratoire d'Energétique de Toulouse
IPSL	Institut Pierre Simon Laplace
ondes MRG	ondes mixtes Rossby-gravité
formalisme TEM	formalisme des moyennes eulériennes transformées
PNE	Puissances nettes échangées
méridien	altitude-latitude
coupe	latitude-longitude
UV	ultraviolet
IR	infrarouge
QG	quasi-géostrophique
QC	quasi-cyclostrophique
jV	jour Vénus
jT	jour terrestre
FFT	"Fast Fourier Transform"
HF	haute fréquence
BF	basse fréquence
Ls	longitude solaire
UV	ultraviolet
IR	infrarouge
mécanisme de GRW	mécanisme de Gierasch (1975); Rossow and Williams (1979)
EP	Eliassen Palm

Tableau 5.4 – *Acronymes.*

Symboles	Définitions
$\phi$	latitude
$\lambda$	longitude
$z$	verticale locale
$\vec{OM}$	distance au centre du corps solide
$s = a \cos \phi$	distance à l'axe de rotation
$t$	temps
$x$	coordonnée cartésienne selon longitude
$y$	coordonnée cartésienne selon latitude
$a$	rayon du corps solide
$u$	vitesse zonale
$v$	vitesse méridienne (en latitude)
$w$	vitesse verticale
$\rho$	densité (eq. 1.5)
$\vec{U}$	vitesse du fluide (eq.1.5)
$U_a$	vitesse zonale absolue
$u$	vitesse zonale relative
$c_s$	vitesse du son (sec. 1.2.1.B)
$r_i$	rapport de mélange du constituant i (sec. 1.2.1.C)
$n_i$	densité du constituant i (sec. 1.2.1.C)
$n_o$	densité totale (sec. 1.2.1.C)
$S_i$	production chimique (eq.1.7)
$P_i$	destruction chimique (eq.1.7)
$e$	énergie interne spécifique (eq.1.9)
$s$	entropie (eq.1.10)
$P$	pression (eq. 1.8)
$F_{dia}$	source de chaleur (diabatique) (eq.1.9)
$T$	température (eq. 1.8)
$M_a$	masse molaire moléculaire (eq. 1.8)
$C_p$	chaleur massique à pression constante (sec. 1.2.E)
$\theta$	température potentielle (eq.1.12)
$R_a$	constante des gaz molaire (sec. 1.2.E))
$R$	constante des gaz parfait (sec. 1.2.E)
$\Omega$	vitesse de rotation de la planète (spin) (sec. 1.2.A)
$\Omega_{local}$	loi de rotation locale du fluide (sec. 1.2.3)
$P_s$	pression de surface
$T_s$	température de surface
$\vec{F}_{cen}$	force centrifuge (sec. 1.2.1.A)
$\vec{F}_{cor}$	force de Coriolis (sec. 1.2.1.A)
$\vec{F}_{visq}$	force visqueuse (sec. 1.2.A)
$\vec{F}_{ext}$	forces extérieures (sec. 1.2.A)
$\Phi$	géopotentiel (eq. 1.3)
$g$	gravité (sec. 1.2.A)
$\Phi_a$	potentiel de gravitation (eq. 1.2)
$\rho_r$	densité de référence (eq. 1.14)
$P_r$	pression de référence (eq. 1.14)
$s_r$	entropie de référence (sec. 1.2.2)

Symboles	Définitions
$\tilde{\rho}$	perturbation en densité (sec. 1.2.2)
$\tilde{P}$	perturbation en pression (sec. 1.2.2)
$\tilde{s}$	perturbation d'entropie (sec. 1.2.2)
$\nu$	viscosité
$R_e$	nombre de Reynolds (équ. 1.4)
$H$	échelle de hauteur (équ. 1.37)
$C_v$	chaleur massique à volume constant
$\tilde{\Phi}$	géopotentiel dans l'approx de Boussinesq (équ. 1.16)
$\tilde{A}$	poussée d'Archimède dans l'approx Boussinesq (équ. 1.15)
$\gamma_a = \frac{g}{C_p}$	gradient adiabatique (sec. 1.2.2)
$\gamma = \partial_z T$	gradient vertical de température (sec. 1.2.2)
$\omega$	fréquence
$N$	fréquence de Brunt Väisälä (équ. 1.38)
$T$	période
$L, l$	longueur caractéristique
$\tau$	temps caractéristique
$\beta$	coefficient de Coriolis (équ. 1.22)
$\kappa = \frac{R_a}{C_p}$	coefficient de transformation adiabatique (sec. 1.2.E)
$K$	coefficient de diffusion verticale turbulente
$D$	coefficient de diffusion verticale moléculaire
$\Phi_K$	flux convectif turbulent (sec. 1.6.1.I)
$\vec{\omega}_a$	vorticité absolue (équ. 1.24)
$\vec{\omega}$	vorticité (relative) (équ. 1.24)
$R_i$	nombre de Richardson (équ. 1.68)
$S$	cisaillement vertical du vent horizontal
$m_a$	moment cinétique absolu d'une particule (équ. 1.39)
$\vec{k}$	vertical locale selon l'axe des pôles
$\epsilon$	rapport d'aspect (équ. 1.18)
$f$	paramètre de Coriolis (équ. 1.21)
$f_o$	paramètre de Coriolis à une latitude $\phi_o$ (plan $\beta$ , équ. 1.22)
$R_o$	nombre de Rossby (équ. 1.41)
$E$	nombre d'Ekman (équ. 1.42)
$\zeta$	coordonnée log pression (équ. 1.46)
$\vec{G}$	champ de gravité (sec. 1.5.1.I)
$\gamma_M$	accélération de marées gravitationnelles (équ. 1.52)
$\omega_{orb}$	vitesse de rotation orbitale (sec. 1.5.1.I)
$U_{MT}$	potentiel de marée thermique (sec. 1.5.1.II)
$\psi$	fonction de courant
$Fr$	nombre de Froude (équ. 1.50)
$R_d$	rayon de déformation (équ. 1.51)
$B_u$	nombre de Burger (sec. 1.4.2)
$E_c$	énergie cinétique du fluide (sec. 1.4.2)
$E_p$	énergie potentielle (sec. 1.4.2)
$\zeta$	vorticité relative verticale (sec. 1.5.2)
$\delta$	divergence horizontale (sec. 1.5.2)



Symboles	Définitions
$m$	nombre d'onde vertical (sec. 1.5.2)
$k$	nombre d'onde zonal (sec. 1.5.2)
$l$	nombre d'onde méridien (sec.1.5.2)
$\eta$	vorticité potentielle
$h_r = h - h_{surf}$	épaisseur de la couche de fluide de Saint Venant (sec. 1.2.3)
$h_{surf}$	altitude de la surface
$\lambda_x = \frac{2\pi}{k^2+l^2}$	longueur d'onde horizontale
$c$	vitesse de phase
$c_g$	vitesse de groupe
$\gamma_l$	paramètre de Lamb (éq. 1.62)
$\sigma$	fréquence adimensionnée des ondes (sec. 1.5.3)
$\xi$	phase
$\vec{U}_g$	vitesse géostrophique
$\vec{U}_a$	vitesse agéostrophique
$\bar{U}$	écoulement zonal moyen
$\lambda_\beta$	échelle de Rhines (éq. 1.65)
$u^*, v^*$	moyennes eulériennes transformées (éq. 1.70)
$m_{solide}$	moment cinétique de la planète solide (éq. 2.1)
$M_a$	moment cinétique total de l'atmosphère (éq. 2.3)
$S$	excès de moment cinétique dans l'atmosphère (éq. 2.2)
$[x]$	moyenne temporelle (éq. 1.31)
$\bar{x}$	moyenne zonale (éq. 1.32)
$x^*$	partie non-axisymétrique de l'écoulement (sec. 1.3)
$x'$	partie non stationnaire (transitoire) (sec. 1.3)
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	moyennes eulériennes
$\overline{\mathbf{v}^*}$	vent latitudinal de la circulation moyenne résiduelle (TEM, éq. 1.70)
$\overline{\mathbf{w}^*}$	vent vertical de la circulation moyenne résiduelle (TEM, éq. 1.70)
$\overline{\mathbf{U}^*}$	vent méridien de la circulation moyenne résiduelle (TEM, sec. 2.4)
$\psi^*$	fonction de courant dans le formalisme TEM (éq. 1.71)

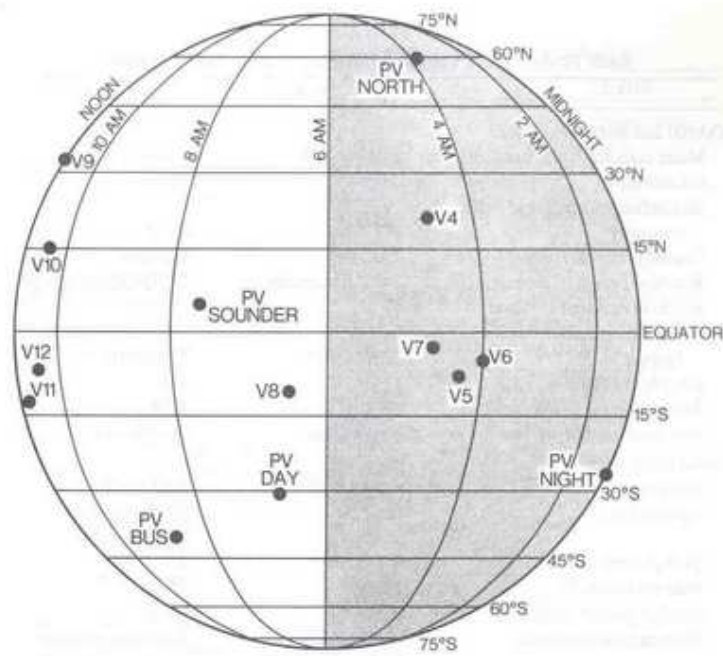
**Tableau 5.5** – *Symboles des grandeurs utilisées, avec entre parenthèses, la référence de l'équation ou de la section où elle est définie.*

# Annexes



Missions	Lancement	Arrivée	Type
Mariner 2	27 Août 1962	14 Décembre 1962	survol
Venera 4	12 juin 1967	18 octobre 1967	bus (brûlé), sonde (atterrissage difficile, côté nuit)
Mariner 5	14 juin 1967	19 octobre 1967	survol
Venera 5	5 janvier 1969	16 mai 1969	bus (brûlé), sonde (atterrissage difficile, côté nuit)
Venera 6	10 janvier 1969	17 mai 1969	bus (brûlé), sonde (atterrissage difficile, côté nuit)
Venera 7	17 août 1970	15 décembre 1970	bus (brûlé), sonde (atterrissage doux, côté nuit)
Venera 8	27 mars 1972	22 juin 1972	bus (brûlé), sonde (atterrissage doux, côté nuit)
Mariner 10	3 novembre 1973	5 février 1974	survol
Venera 9	8 juin 1975	22 octobre 1975	orbiteur, sonde (atterrissage doux, côté jour)
Venera 10	14 juin 1975	25 octobre 1975	orbiteur, sonde (atterrissage doux, côté jour)
Pioneer Venus 1	20 mai 1978	4 décembre 1978	orbiteur
Pioneer Venus 2	8 août 1978	9 décembre 1978	bus (brûlé), plusieurs sondes (côtés jour et nuit)
Venera 11	9 septembre 1978	9 décembre 1978	survol, sonde (atterrissage doux, côté jour)
Venera 12	14 septembre 1978	21 décembre 1978	survol, sonde (atterrissage doux, côté jour)
Venera 13	30 octobre 1981	1 mars 1982	survol, sonde
Venera 14	4 novembre 1981	5 mars 1982	survol, sonde
Venera 15	1984	1985	survol, sonde
Venera 16	1984	1985	survol, sonde

**Tableau 5.6** – *Historique des principales missions spatiales vers Vénus (Hunten et al., 1983).*



**Figure 5.79** – Localisation des sondes Pioneer Venus Hunten et al. (1983).

## Liste des publications



Publications scientifiques à comité de lecture

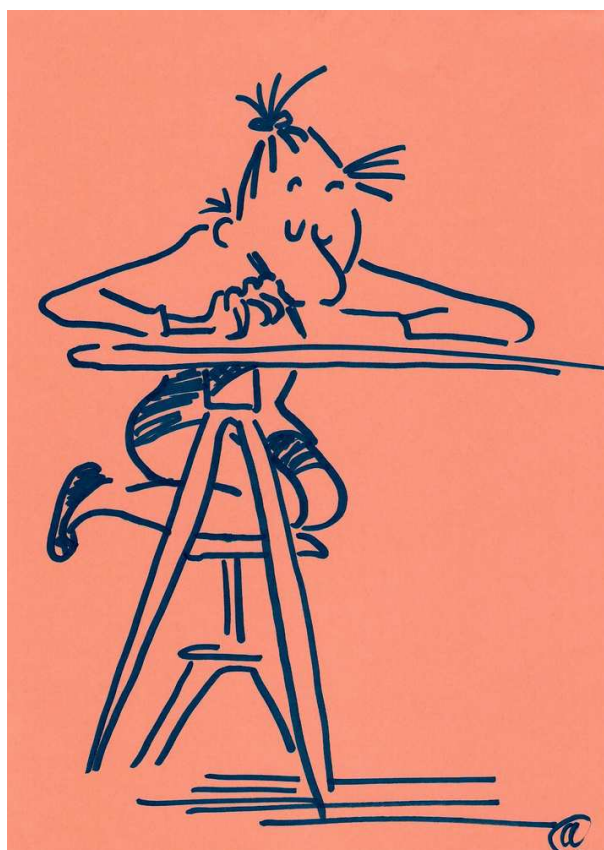
- Cresspin, A. and Lebonnois, S. and Vinatier, S. and Bézard, B. and Coustenis, A. and Teanby, N.A. and Achterberg, R.K. and Rannou, P., and Hourdin, F. “Diagnostics of Titan’s stratospheric dynamics using Cassini/CIRS data and the 2-dimensional IPSL Circulation Model”, vol : 197, pages : 556-571, ICARUS
- Marcq, E. and Lebonnois, S. and Cresspin, A. and Hourdin, F. “Simulations of the latitudinal variations of CO and OCS below the clouds of Venus using a 3D-General Circulation Model”, En préparation.

Présentations en congrès

- Cresspin, A. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. “Transport of angular momentum and tracers by waves in a Venus General Circulation Model”, EGU (“European Geophysical Union”), à Vienne en Autriche, avril 2008 (poster)
- Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Cresspin, A. and Eymet, V. and Fournier, R. and Dufresnes, J.L. ”Modelling Venus’ atmospheric mean meridonal circulation”, EGU (“European Geophysical Union”), à Vienne en Autriche, avril 2008
- Marcq, E. and Lebonnois, S. and Cresspin, A. Hourdin, F. “Minor species variations in the deep atmosphere of Venus using a passive transport scheme in the LMD-GCM”, EGU (“European Geophysical Union”), à Vienne en Autriche, avril 2008
- Cresspin, A. “Mean circulation and waves role in maintaining superrotation in the Venus GCM’, workshop sur le thème de la dynamique de l’atmosphère de Vénus à l’Université de Los Angeles en Californie organisé par Gerald Schubert, août 2007 (oral)
- Cresspin, A. and Lebonnois, S. and Bézard, B. and Coustenis, A. And Teanby, N. and Rannou, P. and Hourdin, F. “Diagnostics of Titan’s stratospheric dynamics using GCM simulations and CIRS/Cassini data”, EUROPLANET (“European Planetary Science Congress”), à Potsdam en Allemagne, août 2007 (oral)
- Lebonnois, S. and Cresspin, A. and Hourdin, F. and Eymet, V. and Fournier, R. and Dufresnes, J.L. ”Analysis of Venus atmospheric dynamics with the LMD Venus General Circulation Model”, EUROPLANET (“European Planetary Science Congress”), à Potsdam en Allemagne, août 2007
- Cresspin, A. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Dufresnes, J.L. and Forget, F. and Eymet, V. and Fournier, R. “General Circulation Model of Venus’ atmosphere : Status of the LMD GCM”, workshop de l’instrument SPICAV de Venus Express à Bruxelles en Belgique, février 2007 (oral)
- Cresspin, A. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Eymet, V. and Fournier, R. and Forget, F. “Simulations of the dynamics of Venus’ atmosphere with the LMD Venus General Circulation Model”, DPS (“Division of Planetary Science”), à Pasadena en Californie, octobre 2006 (oral)



- Crespın, A. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Rannou, P. and Coustenis, A. and Vinatier, S. and Bézard B. “Discussion sur les résultats du Modèle de Circulation Général en comparaison avec les données Cassini-Huygens”, PNP (“Programme National de Planétologie”), à Nancy en France, septembre 2006 (poster)
- Crespın, A. and Rannou, P. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Montmessin, F. and Luz, D. “Couplages et climat de Titan avec un Modèle de Circulation Général”, PNP, septembre 2006 (oral)
- Lebonnois, S. and Crespın, A. and Hourdin, F. and Eymet, V. and Fournier, R. and Dufresnes, J.L. “Modèle de circulation général de l’atmosphère de Vénus”, PNP, septembre 2006
- Lebonnois, S. and Crespın, A. and Hourdin, F. and Eymet, V. and Fournier, R. and Dufresnes, J.L. “Super-rotation simulated with the new LMD Venus General Circulation Model”, EUROPLANET (“European Planetary Science Congress”), à Berlin en Allemagne, septembre 2006
- Crespın, A. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Rannou, P. “Discussion of the LMD Titan GCM results compared with available Cassini data”, EGU (“European Geophysical Union”), à Vienne, avril 2006 (poster)
- Lebonnois, S. and Crespın, A. and Hourdin, F. and Eymet, V. and Fournier, R. and Dufresnes, J. L. “Super-rotation simulated with the new Venus General Circulation Model”, EGU (“European Geophysical Union”), à Vienne, avril 2006 (poster)
- Crespın, A. and Lebonnois, S. and Hourdin, F. and Rannou, P. “Seasonal variations of Titan’ stratospheric composition in the LMD/SA General Circulation Model”, DPS (“Division of Planetary Science”), à Cambridge en Angleterre, septembre 2005 (poster)



*A.C., tiré de Bretecher, "Agrippine"*



# Bibliographie

- R. K. Achterberg, B. J. Conrath, P. J. Gierasch, F. M. Flasar, and C. A. Nixon. Titan's middle-atmospheric temperatures and dynamics observed by the Cassini Composite Infrared Spectrometer. *Icarus*, 2007. Submitted.
- W. S. Adams. The Atmospheres of the Planets. *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 2 :69–+, 1934.
- W. S. Adams and T. Dunham. Absorption bands in the infrared spectrum of venus. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 44 :243–247, 1932.
- D. G. Andrews, J. R. Holton, and C. B. Leovy. *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press, 1987.
- V. S. Avduevsky, S. L. Vishnevetskii, S. L. Golov, et al. Measurement of wind velocity on the surface of venus during the operation of stations venera 9 and venera 10. *Cosmic Res.*, 14 :622–625, 1976.
- K. H. Baines, P. Drossart, M. A. Lopez-Valverde, S. K. Atreya, C. Sotin, T. W. Momary, R. H. Brown, B. J. Buratti, R. N. Clark, and P. D. Nicholson. On the discovery of CO nighttime emissions on Titan by Cassini/VIMS : Derived stratospheric abundances and geological implications. *Planet. & Space Sci.*, 54 :1552–1562, 2006.
- R. D. Baker, II and G. Schubert. Cellular convection in the atmosphere of Venus. *Nature*, 355 :710–712, Feb. 1992. doi : 10.1038/355710a0.
- J. W. Barnes, R. H. Brown, L. A. Soderblom, C. Sotin, R. Jaumann, S. Lemouelic, S. Rodriguez, R. A. Beyer, B. J. Buratti, K. Pitman, K. H. Baines, and P. D. Nicholson. Photoclinometry, Morphometry, and Spectroscopy of Titan's Sand Dunes from Cassini/VIMS. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages B1354+, Dec. 2007.
- M. J. S. Belton, G. R. Smith, D. A. Elliott, K. Klaasen, and G. E. Danielson. Space-time relationships in the UV markings on Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33 : 1383–1393, Aug. 1976a.
- M. J. S. Belton, G. R. Smith, G. Schubert, and A. D. del Genio. Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33 :1394–1417, Aug. 1976b.
- M. J. S. Belton, G. R. Smith, G. Schubert, and A. D. Del Genio. Cloud patterns, waves and convection in the venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 253 :1531–1536, 1991.

- J.-L. Bertaux, T. Widemann, A. Hauchecorne, V. I. Moroz, and A. P. Ekonomov. VEGA 1 and VEGA 2 entry probes : An investigation of local UV absorption (220-440 nm) in the atmosphere of Venus (SO<sub>2</sub>, aerosols, cloud structure). *J. Geophys. Res.*, 101(E5) : 12709–12746, 1996.
- B. Bezard, C. de Bergh, D. Crisp, and J.-P. Maillard. The deep atmosphere of Venus revealed by high-resolution nightside spectra. *Nature*, 345 :508–511, June 1990.
- B. Bézard, A. Coustenis, and C. P. McKay. Titan’s stratospheric temperature asymmetry : A radiative origin ? *Icarus*, 113 :267–276, 1995.
- B. G. Bills. Variations in the rotation rate of Venus due to orbital eccentricity modulation of solar tidal torques. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110(E9) :11007–+, Nov. 2005. doi : 10.1029/2003JE002190.
- M. K. Bird et al. The vertical profile of winds on Titan. *Nature*, 438 :1–3, 2005. doi : 10.1038/nature04060.
- A. Borysow and C. Tang. Far infrared CIA spectra of N<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> pairs for modeling of Titan’s atmosphere. *Icarus*, 105 :175–183, 1993.
- S. W. Bougher, M. J. Alexander, and H. G. Mayr. *Venus II, Upper atmosphere dynamics : global circulation and gravity waves*. The university of Arizona press, 1997a.
- S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Philipps. *Venus II*. The university of Arizona press, 1997b.
- C. Boyer. Recherches sur la rotation de Vénus. *L’Astronomie*, 79 :223–+, June 1965.
- C. Boyer and H. Camichel. Observations photographiques de la planète Vénus. *Annales d’Astrophysique*, 24 :531–+, Feb. 1961.
- C. Boyer and P. Guérin. Mise en évidence directe par la photographie d’une rotation retrograde de venus en 4 jours. *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 263 :253–255, 1966.
- C. Boyer and P. Guérin. Étude de la Rotation Rétrograde, en 4 Jours, de la Couche Extérieure Nuageuse de Vénus. *Icarus*, 11 :338–+, Nov. 1969.
- C. Boyer and R. E. Newell. Ultraviolet photographs and the radar cross section of Venus in 1966. *AJ*, 72 :679–+, Aug. 1967.
- A. L. Broadfoot et al. Extreme ultraviolet observations from Voyager I encounter with Saturn. *Science*, 212(4491) :192–200, 1981.
- M. A. Bullock. *The stability of climate on Venus*. PhD thesis, University of Colorado, 1997.
- M. A. Bullock and D. H. Grinspoon. The recent evolution of climate ov venus. *Icarus*, 150 :19–37, 2001.
- M. A. Bullock and D. H. Grinspoon. The stability of climate on Venus. *J. Geophys. Res.*, 101 :7521–7530, 1996. doi : 10.1029/95JE03862.
- M. Cabane, E. Chassefière, and G. Israel. Formation and growth of photochemical aerosols in Titan’s atmosphere. *Icarus*, 96 :176–189, 1992.

- M. Cabane, P. Rannou, E. Chassefière, and G. Israel. Fractal aggregates in Titan's atmosphere. *Planet. & Space Sci.*, 41(4) :257–267, 1993.
- J. Caldwell, C. C. Cunningham, D. Anthony, H. Peter White, E. J. Groth, H. Hasan, K. Noll, P. H. Smith, M. G. Tomasko, and H. A. Weaver. Titan : Evidence for seasonal change - A comparison of Hubble Space Telescope and Voyager images. *Icarus*, 96 :1–9, 1992.
- R. W. Carlson, K. H. Baines, L. W. Kamp, P. R. Weissman, W. D. Smythe, A. C. Ocampo, T. V. Johnson, D. L. Matson, J. B. Pollack, and D. Grinspoon. Galileo infrared imaging spectroscopy measurements at Venus. *Science*, 253 :1541–1548, 1991.
- P. Coll, D. Coscia, S. Smith, M.-C. Gazeau, S. I. Ramirez, G. Cernogora, G. Israël, and F. Raulin. Experimental laboratory simulation of Titan's atmosphere : Aerosols and gas phase. *Planet. & Space Sci.*, 47 :1331–1340, 1999.
- A. D. Collard, F. W. Taylor, R. W. Calcutt, R. W. Carlson, L. W. Kamp, K. H. Baines, T. Encrenaz, P. Drossard, E. Lellouch, and B. Bézard. Latitudinal distribution of carbon monoxide in the deep atmosphere of Venus. *Planet. & Space Sci.*, 41 :487–494, 1993.
- C. I. Counselman, S. A. Gourevitch, R. W. King, and G. B. Lorient. Zonal and meridional circulation of the lower atmosphere of venus determined by radio interferometry. *J. Geophys. Res.*, 85 :8026–8030, 1980.
- R. Courtin. Pressure-induced absorption coefficients for radiative transfer calculations in Titan's atmosphere. *Icarus*, 75 :245–254, 1988.
- R. Courtin, R. Wagener, C. P. McKay, J. Caldwell, K.-H. Fricke, F. Raulin, and P. Bruston. UV spectroscopy of Titan's atmosphere, planetary organic chemistry and prebiological synthesis. II. Interpretation of new IUE observations in the 220-335 nm range. *Icarus*, 90 :43–56, 1991.
- A. Coustenis and B. Bézard. Titan's atmosphere from Voyager infrared observations.IV. Latitudinal variations of temperature and composition. *Icarus*, 115 :126–140, 1995.
- A. Coustenis and F. Taylor. Titan, the earth-like moon. 1999.
- A. Coustenis, B. Bézard, and D. Gautier. Titan's atmosphere from Voyager infrared observations.I. The gas composition of Titan's equatorial region. *Icarus*, 80 :54–76, 1989a.
- A. Coustenis, B. Bézard, and D. Gautier. Titan's atmosphere from Voyager infrared observations.II. The CH<sub>3</sub>D abundance and D/H ration from the 900-1200 cm<sup>-1</sup> spectral region. *Icarus*, 82 :67–80, 1989b.
- A. Coustenis, B. Bézard, D. Gautier, A. Marten, and R. Samuelson. Titan's atmosphere from Voyager infrared observations.III. Vertical distributions of hydrocarbons and nitriles near Titan's north pole. *Icarus*, 89 :152–167, 1991.
- A. Coustenis, A. Salama, B. Schulz, S. Ott, E. Lellouch, T. Encrenaz, D. Gautier, and H. Feuchtgruber. Titan's atmosphere from ISO mid-infrared spectroscopy. *Icarus*, 161 :383–403, 2003.

- A. Coustenis, D. E. Jennings, C. A. Nixon, R. K. Achterberg, B. J. Conrath, G. Bjoraker, S. Vinatier, N. Teanby, P. Romani, R. Carlson, E. Royer, and F. M. Flasar. Titan's trace gaseous composition : Three years into the Cassini-Huygens mission. *B.A.A.S*, 39 : 47.06, Oct. 2007a.
- A. Coustenis et al. The composition of Titan's stratosphere from Cassini/CIRS mid-infrared spectra. *Icarus*, 189 :35–62, 2007b.
- C. Covey, E. J. Pitcher, and J. P. Brown. General circulation model simulations of super-rotation in slowly rotating atmospheres : Implications for venus. *Icarus*, 66 :380–396, 1986.
- A. Cresspin, S. Lebonnois, F. Hourdin, and P. Rannou. Seasonal variations of Titan's stratospheric composition in the LMD/SA Global Climate Model. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 718–+, Aug. 2005.
- A. Cresspin, S. Lebonnois, F. Hourdin, V. Eymet, R. Fournier, and F. Forget. Simulations of the Dynamics of Venus' Atmosphere with the LMD Venus General Circulation Model. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 515–+, Sept. 2006.
- A. Cresspin, S. Lebonnois, F. Hourdin, P. Rannou, A. Coustenis, S. Vinatier, and B. Bézard. Discussion sur les résultats du modèle de circulation générale de titan en comparaison avec les données cassini-huygens. Programme National de Planétologie, 2006a.
- A. Cresspin, P. Rannou, S. Lebonnois, F. Hourdin, F. Montmessin, and D. Luz. Couplage et climat de titan avec un modèle de circulation générale. Programme National de Planétologie, 2006b.
- A. Cresspin, S. Lebonnois, S. Vinatier, B. Bézard, A. Coustenis, N. A. Teanby, R. K. Achterberg, P. Rannou, and F. Hourdin. Diagnostics of Titan's stratospheric dynamics using Cassini/CIRS data and the 2-dimensional IPSL circulation model. *Icarus*, 197 : 556–571, Oct. 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2008.05.010.
- D. Crisp. Radiative forcing of the Venus mesosphere. I - Solar fluxes and heating rates. *Icarus*, 67 :484–514, 1986.
- D. Crisp and D. Titov. *The thermal balance of the Venus atmosphere*. In Venus II, eds. Bougher, S. W. and Hunten, D. M. and Philipps, R. J., University of Arizona press, 1997.
- D. Crisp, W. M. Sinton, K.-W. Hodapp, B. Ragent, F. Gerbault, and J. H. Goebel. The nature of the near-infrared features on the Venus night side. *Science*, 246 :506–509, Oct. 1989.
- D. Crisp, A. P. Ingersoll, C. E. Hildebrand, and R. A. Preston. VEGA balloon meteorological measurements. *Advances in Space Research*, 10 :109–124, 1990. doi : 10.1016/0273-1177(90)90172-V.
- R. E. Danielson, J. J. Caldwell, and D. R. Larach. An inversion in the atmosphere of Titan. *Icarus*, 20 :437–443, 1973.

- R. de Kok, P. G. J. Irwin, N. A. Teanby, E. Lellouch, B. Bézard, S. Vinatier, C. A. Nixon, L. Fletcher, C. Howett, S. B. Calcutt, N. E. Bowles, F. M. Flasar, and F. W. Taylor. Oxygen compounds in Titan's stratosphere as observed by Cassini CIRS. *Icarus*, 186 : 354–363, 2007.
- A. D. Del Genio and W. B. Rossow. Temporal variability of ultraviolet cloud features in the venus atmosphere. *Icarus*, 51 :391–415, 1982.
- A. D. Del Genio and W. B. Rossow. Planetary-scale waves and the cyclic nature of cloud top dynamics on venus. *J. atmo. Sci.*, 47 :293–318, 1990.
- A. D. Del Genio and R. J. Suozzo. A comparative study of rapidly and slowly rotating dynamical regimes in a terrestrial general circulation model. *J. atmo. Sci.*, 44 :973–986, 1987.
- A. D. Del Genio and W. Zhou. Simulations of superrotation on slowly rotation planets : Sensitivity to rotation and initial conditions. *Icarus*, 120 :332–343, 1996.
- A. D. Del Genio, W. Zhou, and T. P. Eichler. Equatorial superrotation in a slowly rotating GCM : Implications for Titan and Venus. *Icarus*, 101 :1–17, 1993.
- T. M. Donahue and R. R. Hodges, Jr. Past and present water budget of Venus. *J. Geophys. Res.*, 97 :6083–6091, Apr. 1992.
- T. E. Dowling. *JGR* 112, 2007. doi : 10.1029/2006JE002804.
- T. E. Dowling, M. E. Bradley, E. Colon, J. Kramer, R. P. LeBeau, G. C. H. Lee, T. I. Mattox, R. Morales-Juberias, C. J. Palotai, V. K. Parimi, and A. P. Showman. The EPIC atmospheric model with an isentropic/terrain-following hybrid vertical coordinate. *Icarus*, 182 :259–273, 2006.
- J.-L. Dufresne, C. Hourdin, R. Fournier, and F. Hourdin. Net exchange reformulation of radiative transfer in the CO<sub>2</sub> 15 $\mu$ m band on Mars. *J. of Atm. Sc.*, 2006. In press.
- C. Elachi, S. Wall, M. Janssen, E. Stofan, R. Lopes, R. Kirk, R. Lorenz, J. Lunine, F. Paganelli, L. Soderblom, C. Wood, L. Wye, H. Zebker, Y. Anderson, S. Ostro, M. Allison, R. Boehmer, P. Callahan, P. Encrenaz, E. Flamini, G. Francescetti, Y. Gim, G. Hamilton, S. Hensley, W. Johnson, K. Kelleher, D. Muhleman, G. Picardi, F. Posa, L. Roth, R. Seu, S. Shaffer, B. Stiles, S. Vetrella, and R. West. Titan Radar Mapper observations from Cassini's T<sub>3</sub> fly-by. *Nature*, 441 :709–713, June 2006a. doi : 10.1038/nature04786.
- C. Elachi, S. Wall, R. Lopes, L. Soderblom, J. Lunine, R. Lorenz, M. Janssen, R. Kirk, and the Cassini RADAR Team. Titan's Surface By Radarlight. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 574–+, Sept. 2006b.
- C. Elachi et al. Cassini radar views the surface of Titan. *Science*, 308 :970–974, 2005.
- T. Encrenaz, E. Lellouch, G. Paubert, and S. Gulkis. First detection of HDO in the atmosphere of Venus at radio wavelengths - an estimate of the H<sub>2</sub>O vertical distribution. *Astron. & Astrophys.*, 246 :L63–L66, 1991.



- T. H. Encrenaz, E. Lellouch, J. Cernicharo, G. Paubert, S. Gulkis, and T. Spilker. The thermal profile and water abundance in the Venus mesosphere from H<sub>2</sub>O and HDO millimeter observations. *Icarus*, 117 :162–172, Sept. 1995. doi : 10.1006/icar.1995.1149.
- L. W. Esposito, M. Copley, L. J. Gates, and H. Worden. Long and Short-term Variations in SO<sub>2</sub> on Venus. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 16 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 696–+, June 1984.
- V. Eymet, S. Lebonnois, R. Fournier, S. Blance, and M. A. Bullock. A Monte-Carlo algorithm for infrared radiative transfer computations in optically thick systems : application to the atmosphere of Venus. In *Eurotherm 78 Proceedings, Poitiers (France), April 7-9, 2006*, 2006.
- V. Eymet, R. Fournier, J.-L. Dufresnes, S. Lebonnois, F. Hourdin, and M. A. Bullock. Net-exchange parameterization of infrared radiative transfers in venus’ atmosphere. *Submitted to Journal of Geophysical Research*, 2008.
- S. B. Fels. Momentum and energy exchanges due to orographically scattered gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, 34 :499–514, 1977.
- S. B. Fels. An approximate analytical method for calculating tides in the atmosphere of venus. *J. Atmos. Sci.*, 43 :2757–2772, 1986.
- S. B. Fels and R. S. Lindzen. The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophysical Fluid Dynamics*, pages 149–191, 1974.
- S. B. Fels, J. T. Schofield, and D. Crisp. Observations and theory of the solar semidiurnal tide in the mesosphere of Venus. *Nature*, 312 :431–434, Nov. 1984a.
- S. R. Fels, D. Crisp, and J. T. Schofield. Theoretical Calculations of the Venus Semidiurnal Tide. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 16 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 693–+, June 1984b.
- R. Fjortoft. On the changes in the spectral distribution of kinetic energy for 2-dimensional, non-divergent flow. *Tellus*, 5 :225–230, 1953.
- F. M. Flasar and B. J. Conrath. Titan’s stratospheric temperatures : A case for dynamical inertia ? *Icarus*, 85 :346–354, 1990.
- F. M. Flasar et al. Titan’s atmospheric temperatures, winds, and composition. *Science*, 308 :975–978, 2005.
- P. Ford and G. Pettengill. Venus topography and kilometer-scale slopes. *Journal of Geophysical Research*, 97 :13–103, 1992.
- A. J. Friedson. Gravity waves in Titan’s atmosphere. *Icarus*, 109 :40–57, May 1994. doi : 10.1006/icar.1994.1076.
- D. C. Fritts and T. J. Dunkerton. A quasi-linear study of gravity wave saturation and self acceleration. *J. Atmos. Sci.*, 41 :3272–3289, 1984.
- M. Fulchignoni et al. In situ measurements of the physical characteristics of Titan’s environment. *Nature*, 438 :1–7, 2005. doi : 10.1038/nature04314.

- B. G. Gel'Man, V. G. Zolotukhin, N. I. Lamonov, B. V. Levchuk, A. N. Lipatov, L. M. Mukhin, D. F. Nenarokov, V. A. Rotin, and B. P. Okhotnikov. Analysis of chemical composition of Venus atmosphere by gas chromatography on Venera 12. *Cosmic Res.*, vol. 17, p. 585-589 (1979)., 17 :585–589, 1979.
- P. J. Gierasch. Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. of Atm. Sci.*, 32 :1038–1044, 1975.
- P. J. Gierasch. Waves in the atmosphere of venus. *Nature*, 328 :510–512, 1987.
- P. J. Gierasch, R. M. Goody, R. E. Young, et al. *The general circulation of the Venus atmosphere : an assessment*. In Venus II, eds. Bougher, S. W. and Hunten, D. M. and Philipps, R. J., University of Arizona press, 1997a.
- P. J. Gierasch et al. The general circulation of the Venus atmosphere : an assessment. In S. W. Bougher, D. M. Hunten and R. J. Phillips, editor, *Venus II, geology, geophysics, atmosphere, and solar wind environment*, pages 459–500. Univ. of Arizona Press, 1997b.
- F. C. Gillett. Further observations of the 8-13 micron spectrum of Titan. *ApJ*, 201 : L41–L43, Oct. 1975.
- F. C. Gillett, W. J. Forrest, and K. M. Merrill. 8-13 Micron Observations of Titan. *ApJ*, 184 :L93+, Sept. 1973.
- T. Gold and S. Soter. Atmospheric tides and resonant rotation of venus. *Icarus*, 11 :356, 1969.
- T. Gold and S. Soter. Atmospheric tides and the 4-day circulation on venus. *Icarus*, 14 : 16–20, 1971.
- G. S. Golitsyn. Another look at atmospheric dynamics on Titan and some of its general consequences. *Icarus*, 24 :70–75, Jan. 1975.
- R. Goody, R. West, L. Chen, and D. Crisp. The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 42 :539–550, Dec. 1989.
- C. A. Griffith, T. Owen, G. A. Miller, and T. Geballe. Transient clouds in Titan's lower atmosphere. *Nature*, 395 :575–578, Oct. 1998. doi : 10.1038/26920.
- C. A. Griffith et al. The evolution of Titan's mid-latitude clouds. *Science*, 310 :474–477, 2005.
- C. A. Griffith et al. Evidence for a polar ethane cloud on Titan. *Science*, 313 :1620–1622, 2006.
- B. Guinot and M. Feissel. Mesure spectrographique de mouvements dans l'atmosphere de Venus. *Publications of the Observatoire Haute-Provence*, 9 :13–20, 1968.
- M. A. Gurwell. Submillimeter observations of Titan : global measures of stratospheric temperature CO, HCN, HC<sub>3</sub>N, and the isotopic ratios. *Astrophys. J.*, 616 :L7–L10, 2004.

- R. Hanel et al. Infrared observations of the saturnian system from Voyager I. *Science*, 212 (4491) :192–200, 1981.
- G. L. Hashimoto, M. Roos-Serote, and S. Sugita. Venus’ Nightside Near-Infrared Thermal Radiation : Windows for Sensing Venus’ Surface. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Dec. 2005.
- E. Hébrard, M. Dobrijevic, Y. Bénilan, and F. Raulin. Photochemical kinetics uncertainties in modeling Titan’s atmosphere : first consequences. *Submitted to PSS*, 2007.
- J. Herring and O. Métais. Numerical experiments in forced stably stratified turbulence. *J. Fluid Mech.*, 202 :97–115, 1989.
- T. Hidayat, A. Marten, B. Bézard, D. Gautier, T. Owen, H. E. Matthews, and G. Paubert. Millimeter and submillimeter heterodyne observations of Titan : Retrieval of the vertical profile of HCN and the  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  ratio. *Icarus*, 126 :170–182, 1997.
- R. Hide. Dynamics of the atmospheres of the major planets with an appendix on the viscous boundary layer at the rigid bounding surface of an electrically-conducting rotating fluid in the presence of a magnetic field. *ams*, page 841, Sept. 1969.
- D. P. Hinson and G. L. Tyler. Internal gravity waves in Titan’s atmosphere observed by Voyager radio occultation. *Icarus*, 54 :337–352, May 1983. doi : 10.1016/0019-1035(83)90202-6.
- J. L. Hollingsworth, R. E. Young, G. Schubert, C. Covey, and A. S. Grossman. A Simple-physics Global Circulation Model for Venus : Sensitivity assessments of atmospheric superrotation. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :L05202, 2007. doi : 10.1029/2006GL028567.
- J. R. Holton. *An introduction to dynamic meteorology*. Academic Press, 1979.
- A. Y. Hou. Axisymmetric circulations forced by heat and momentum sources : a simple model applicable to the venus atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41 : 3437, Dec. 1984.
- a. Y. Hou and B. F. Farrell. Superrotation induced by critical level absorption of gravity waves on venus : An assessment. *J. Atmos. Sci.*, 44 :1049–1061, 1987.
- A. Y. Hou and R. M. Goody. Diagnostic requirements for the superrotation on venus. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42 :413, Mar. 1985.
- a. Y. Hou, S. B. Fels, and R. M. Goody. Zonal superrotation above venus’ cloud base induced by the semidiurnal tide and the mean meridional circulation. *J. Atmos. Sci.*, 47 :1894–1901, 1990.
- F. Hourdin. *Représentation du transport direct et inverse dans les modèles globaux de climat et étude des couplages entre composition et dynamique atmosphérique sur Titan*. PhD thesis, Laboratoire de Météorologie Dynamique, 2005.
- F. Hourdin. *Étude et simulation numérique de la circulation générale des atmosphères planétaires*. PhD thesis, Université Paris 7, 1992.

- F. Hourdin and A. Armengaud. Test of a hierarchy of finite-volume schemes for transport of trace species in an atmospheric general circulation model. *Mon. Weath. Rev.*, 127 : 822–837, 1999.
- F. Hourdin, P. Le Van, O. Talagrand, R. Courtin, D. Gautier, and C. P. McKay. Numerical simulation of the circulation of the atmosphere of Titan. In *ESA SP 338, Symposium on Titan, 9-12 september 1991, Toulouse, France*, pages 101–106, 1992.
- F. Hourdin, P. Le van, F. Forget, and O. Talagrand. Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50 :3625–3640, 1993.
- F. Hourdin, O. Talagrand, R. Sadourny, R. Courtin, D. Gautier, and C. P. McKay. Numerical simulation of the general circulation of the atmosphere of Titan. *Icarus*, 117 : 358–374, 1995.
- F. Hourdin, O. Talagrand, K. Menou, R. Fournier, J.-L. Dufresne, D. Gautier, R. Courtin, B. Bézard, and C. P. McKay. Numerical modelling of the circulation of superrotating atmospheres : Venus and Titan. In *Environment modelling for space-based applications, ESA SP-392*, pages 329–333, 1996.
- F. Hourdin, S. Lebonnois, D. Luz, and P. Rannou. Titan’s stratospheric composition driven by condensation and dynamics. *J. Geophys. Res.*, 109(E12) :E12005, 2004. doi : 10.1029/2004JE002282.
- F. Hourdin et al. The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parameterized physics with emphasis on tropical convection. *Clim. Dyn.*, 27 : 787–813, 2006. doi : 10.1007/s00382-006-0158-0.
- W. B. Hubbard et al. The occultation of 28 Sgr by Titan. *Astron. Astrophys.*, 269 :541–563, 1993.
- R. Hueso and A. Sanchez-Lavega. Methane storms on Saturn’s moon Titan. *Nature*, 442 : 428–431, 2006. doi : 10.1038/nature04933.
- D. M. Hunten. Vertical transport in atmospheres. In B. M. McCormac, editor, *Atmospheres of Earth and the Planets*, pages 59–72. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht-Holland, 1975.
- D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, and V. I. Moroz. *Venus I*. The university of Arizona press, 1983.
- K. Ikeda, M. Yamamoto, and M. Takahashi. Venus’ superrotation simulated by an atmospheric general circulation model. *submitted to UGG*, 2008.
- M. N. Izakov. Estimates of the coefficient of turbulent mixing and of the height of the homopause on Venus, Mars, and Jupiter. *Kosmicheskie Issledovaniia*, 15 :248–254, Mar. 1977.
- E. Kalnay de Rivas. Numerical models of the circulation of the atmosphere of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30 :763–779, 1973.

- E. Kalnay de Rivas. Further numerical calculations of the circulation of the atmosphere of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32 :1017–1024, June 1975.
- L. W. Kamp, F. W. Taylor, and S. B. Calcutt. Structure of Venus’s atmosphere from modelling of night-side infrared spectra. *Nature*, 336 :360–362, Nov. 1988. doi : 10.1038/336360a0.
- A. Kasahara. *Computational aspects of numerical models for weather prediction and climate simulation*, in *Methods in computational physics*. Academic Press, 1977.
- R. H. Kraichnan. Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 10 :1417–1423, 1967.
- V. A. Krasnopolskii and V. A. Parshev. Chemical composition of the Venusian troposphere and cloud layer from measurements of Venera 11 and 12 and Pioneer-Venus. *Kosmicheskie Issledovaniia*, 17 :763–771, Sept. 1979.
- V. A. Krasnopolsky. *Photochemistry of the atmospheres of Mars and Venus*. Springer-Verlag, New York, 1986.
- V. A. Krasnopolsky. Chemical kinetic model for the lower atmosphere of Venus. *Icarus*, 191 :25–37, Nov. 2007. doi : 10.1016/j.icarus.2007.04.028.
- V. A. Krasnopolsky and V. A. Parshev. Chemical composition of the atmosphere of Venus. *Nature*, 292 :610–613, 1981.
- V. A. Krasnopolsky and J. B. Pollack. H<sub>2</sub>O-H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> system in Venus’ clouds and OCS, CO, and H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> profiles in Venus’ troposphere. *Icarus*, 109 :58–78, May 1994. doi : 10.1006/icar.1994.1077.
- L. M. Lara, E. Lellouch, J. J. López-Moreno, and R. Rodrigo. Vertical distribution of Titan’s atmospheric neutral constituents. *J. Geophys. Res.*, 101(E10) :23,261–23,283, 1996.
- L. M. Lara, E. Lellouch, and V. Shematovitch. Titan’s atmospheric haze : the case for hcn incorporation. *Astronomy and Astrophysics*, 341 :312, 1999.
- S. Le Mouélic, P. Paillou, M. A. Janssen, J. W. Barnes, S. Rodriguez, C. Sotin, R. H. Brown, K. H. Baines, B. J. Buratti, R. N. Clark, M. Crapeau, P. J. Encrenaz, R. Jaumann, D. Geudtner, F. Paganelli, L. Soderblom, G. Tobie, and S. Wall. Mapping and interpretation of Sinlap crater on Titan using Cassini VIMS and RADAR data. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113(E12) :4003–+, Apr. 2008. doi : 10.1029/2007JE002965.
- S. Lebonnois. Benzene and aerosol production in Titan and Jupiter’s atmospheres : a sensitivity study. *Planet. & Space Sci.*, 53(5) :486–497, 2005.
- S. Lebonnois. *Circulation générale et photochimie dans l’atmosphère de Titan*. PhD thesis, Université Toulouse III, 2000.
- S. Lebonnois and D. Toubanc. Actinic fluxes in Titan’s atmosphere, from one to three dimensions : Application to high-latitude composition. *J. Geophys. Res.*, 104(E9) : 22,025–22,034, 1999.

- S. Lebonnois, D. Toubanc, F. Hourdin, and P. Rannou. Seasonal variations in Titan's atmospheric composition. *Icarus*, 152 :384–406, 2001.
- S. Lebonnois, E. Bakes, and C. P. McKay. Transition from gaseous compounds to aerosols in Titan's atmosphere. *Icarus*, 159 :505–517, 2002.
- S. Lebonnois, E. Bakes, and C. P. McKay. Atomic and molecular hydrogen budget in Titan's atmosphere. *Icarus*, 161 :474–485, 2003a.
- S. Lebonnois, F. Hourdin, P. Rannou, D. Luz, and D. Toubanc. Impact of the seasonal variations of ethane and acetylene distributions on the temperature field of Titan's stratosphere. *Icarus*, 163 :164–174, 2003b.
- S. Lebonnois, F. Hourdin, V. Eymet, R. Fournier, and J.-L. Dufresne. A new Venus General Circulation Model, in the context of the Venus-Express mission. *B.A.A.S.*, 37(3) :742, 2005. DPS Meeting.
- S. Lebonnois, A. Crespin, F. Hourdin, V. Eymet, R. Fournier, and J.-L. Dufresne. Superrotation simulated with the new LMD Venus General Circulation Model. In *EGU General Assembly*, 2006a. Vienne, Autriche.
- S. Lebonnois, A. Crespin, F. Hourdin, V. Eymet, R. Fournier, and J.-L. Dufresne. Superrotation simulated with the new LMD Venus General Circulation Model. In *First European Planetary Science Congress*, 2006b. september 18-22, Berlin, Germany.
- S. Lebonnois et al. Venus Atmospheric Dynamics From VIRTIS On Venus Express - Preliminary Results. *B.A.A.S.*, 38(3) :511, 2006c. DPS Meeting.
- C. Lee. *Modelling of the atmosphere of Venus*. PhD thesis, University of Oxford, 2006a.
- C. Lee. *Modelling of the atmosphere of Venus*. PhD thesis, University of Oxford, 2006b.
- C. Lee, S. R. Lewis, and P. L. Read. A numerical model of the atmosphere of Venus. *Adv. Space Res.*, 36 :2142–2145, 2005.
- C. Lee, S. R. Lewis, and P. L. Read. Superrotation in a Venus general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 112 :E04S11, 2007. doi : 10.1029/2006JE002874.
- E. Lellouch and D. M. Hunten. The Lellouch-Hunten Models for Titan's Atmosphere. In A. Wilson, editor, *Huygens : Science, Payload and Mission*, volume 1177 of *ESA Special Publication*, pages 237–+, 1997.
- E. Lellouch, A. Coustenis, D. Gautier, F. Raulin, N. Dubouloz, and C. Frère. Titan's atmosphere and hypothesized ocean : A reanalysis of the Voyager 1 radio-occultation and IRIS 7.7 $\mu$ m data. *Icarus*, 79 :328–349, 1989.
- E. Lellouch, D. M. Hunten, G. Kockarts, and A. Coustenis. Titan's thermosphere profile. *Icarus*, 83 :308–324, 1990.
- C. B. Leovy. Rotation of the upper atmosphere of Venus. *J. of Atm. Sci.*, 30 :1218–1220, 1973.
- C. B. Leovy. Zonal winds near venus' cloud top level : A model study of the interaction between the zonal mean circulation and the semidiurnal tide. *Icarus*, 69 :193–201, 1987.

- S. S. Leroy and A. P. Ingersoll. Convective generation of gravity waves in venus' atmosphere : Gravity wave spectrum and momentum transport. *J. Atmos. Sci.*, 52 :3717–3737, 1995.
- S. R. Lewis and P. L. Read. Equatorial jets in the dusty Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 108(E4) :5034, 2003.
- S. S. Limaye. Venus atmospheric circulation : Known and unknown. *J. Geophys. Res.*, 112 :E04S09, 2007. doi : 10.1029/2006JE002814.
- S. S. Limaye. Observed cloud level circulation on Venus - Temporal variations and solar longitude dependence. *NASA STI/Recon Technical Report A*, 89 :12610–+, June 1987a.
- S. S. Limaye. Atmospheric dynamics on Venus and Mars. *Advances in Space Research*, 7 : 39–53, 1987b. doi : 10.1016/0273-1177(87)90201-8.
- S. S. Limaye and V. E. Suomi. Cloud motions on venus : Global structure and organization. *J. Atmos. Sci.*, 38 :1220–1235, 1981.
- S. S. Limaye, C. J. Grund, and S. P. Burre. Zonal mean circulation at the cloud level on venus : Spring and fall 1979 occpp observations. *Icarus*, 51 :416–439, 1982.
- S. S. Limaye, C. Grassotti, and M. J. Kuetemeyer. Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 86 :9707–9714, 1988.
- G. F. Lindal, G. E. Wood, H. B. Hotz, D. N. Sweetnam, V. R. Eshleman, and G. L. Tyler. The atmosphere of Titan : An analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements. *Icarus*, 53 :348–363, 1983.
- R. S. Lindzen. *Dynamics in Atmospheric Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- R. S. Lindzen. Some Aspects of Convection in Meteorology. In E. A. Spiegel and J.-P. Zahn, editors, *Problems of Stellar Convection*, volume 71 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 128–+, 1977.
- R. M. Lopes, K. L. Mitchell, C. Wood, E. R. Stofan, J. Lunine, R. Lorenz, R. Kirk, L. E. Robshaw, J. Radebaugh, and S. D. Wall. Volcanism on Titan and Comparisons with Earth. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages A2+, Dec. 2006.
- R. M. Lopes, T. K. Gregg, J. R. Spencer, K. L. Mitchell, and D. A. Williams. Fire and Ice : Lavas on Io, Cryolavas on Titan. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages A4+, Dec. 2007a.
- R. M. Lopes, E. R. Stofan, R. Peckyno, G. Mitri, K. L. Mitchell, C. A. Wood, J. Radebaugh, R. L. Kirk, S. D. Wall, R. Lorenz, J. I. Lunine, J. Craig, E. P. Turtle, J. W. Barnes, F. Paganelli, and Cassini RADAR Team. Distribution And Interplay Of Geologic Processes On Titan : Analysis Using Cassini Data. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 499–+, Oct. 2007b.
- R. D. Lorentz, R. M. Lopes, F. Paganelli, J. I. Lunine, et al. Fluvial channels on titan : Initial cassini radar observations. *Icarus*, 56 :1132–1144, 2008.

- R. D. Lorenz. Sagan Lecture : Exploring Titan, An Earth-like Organic Paradise. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages A1+, Dec. 2007.
- R. D. Lorenz, J. I. Lunine, and C. P. McKay. Titan under a red giant sun : A new kind of 'habitable' moon. *Geophys. Res. Lett.*, 24 :2905–+, Nov. 1997.
- F. J. Low and G. H. Rieke. Infrared Photometry of Titan. *ApJ*, 190 :L143+, June 1974.
- D. G. Luttermoser. Comments on the Use of PANDORA. In M. S. Giampapa and J. A. Bookbinder, editors, *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 26 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 506–+, 1992.
- D. Luz and F. Hourdin. Latitudinal transport by barotropic waves in Titan's stratosphere. I. General properties from a horizontal shallow-water model. *Icarus*, 166 :328–342, 2003.
- D. Luz, F. Hourdin, P. Rannou, and S. Lebonnois. Latitudinal transport by barotropic waves in Titan's stratosphere. II. Results from a coupled dynamics-microphysics-photochemistry GCM. *Icarus*, 166 :343–358, 2003.
- E. Marcq and T. a. Encrenaz. Remote sensing of Venus' lower atmosphere from ground-based IR spectroscopy : Latitudinal and vertical distribution of minor species. *Planet. & Space Sci.*, 54 :1360–1370, 2006.
- E. Marcq, B. Bézard, T. Encrenaz, and M. Birlan. Latitudinal variations of CO and OCS in the lower atmosphere of Venus from near-infrared nightside spectro-imaging. *Icarus*, 179 :375–386, 2005.
- E. Marcq, B. Bézard, P. Drossart, G. Piccioni, J. M. Reess, and F. Henry. A latitudinal survey of CO, OCS, H<sub>2</sub>O, and SO<sub>2</sub> in the lower atmosphere of Venus : Spectroscopic studies using VIRTIS-H. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :0–+, Sept. 2008. doi : 10.1029/2008JE003074.
- E. Marcq, S. Lebonnois, A. Cresspin, and F. Hourdin. Minor species variations in the deep atmosphere of venus using a passive transport scheme in the lmd-gcm. In *European Geosciences Union*, European Geosciences Union, 2008a.
- E. Marcq, S. Lebonnois, A. Cresspin, and F. Hourdin. Simulations of the latitudinal variations of co and ocs below the clouds of venus using a general circulation model. 2008b.
- E. Marouf et al. Evidence for likely liquid hydrocarbons on Titan's surface from Cassini Radio Science bistatic scattering observations. 2006. AGU Meeting.
- A. Marten, T. Hidayat, Y. Biraud, and R. Moreno. New millimeter heterodyne observations of Titan : vertical distributions of nitriles HCN, HC<sub>3</sub>N, CH<sub>3</sub>CN, and the isotopic ratio <sup>15</sup>N/<sup>14</sup>N in its atmosphere. *Icarus*, 158 :532–544, 2002.
- C. H. Mayer, T. P. McCullough, and R. M. Sloanaker. Observations of Venus at 10.2-cm Wavelength. *AJ*, 65 :349–+, 1960. doi : 10.1086/108121.
- T. B. McCord et al. Composition of Titan's surface from Cassini VIMS. *Planet. & Space Sci.*, 54 :1524–1539, 2006.
- C. P. McKay, J. B. Pollack, and R. Courtin. The thermal structure of Titan's atmosphere. *Icarus*, 80 :23–53, 1989.



- C. P. McKay, J. B. Pollack, and R. Courtin. The greenhouse and antigreenhouse effects on Titan. *Science*, 253 :1118–1121, Sept. 1991.
- C. P. McKay, J. B. Pollack, J. I. Lunine, and R. Courtin. Coupled atmosphere-ocean models of titan’s past. *Icarus*, 102 :88–98, 1993.
- F. Montmessin, P. Rannou, and M. Cabane. New insights into martian dust distribution and water-ice cloud microphysics. *J. Geophys. Res.*, 107(E6) :5037, 2002. doi : 10.1029/2001JE001520.
- F. Montmessin, F. Forget, P. Rannou, M. Cabane, and R. Haberle. Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a General Circulation Model. *J. Geophys. Res.*, 109(E10) :E10004, 2004. doi : 10.1029/2004JE002284.
- Moore. *The planet Venus*. 1959.
- V. I. Moroz and L. V. Zasova. Vira-2 : a review of inputs for updating the venus international reference atmosphere. *Advances in Space Research*, 19 :1191–1201, 1997.
- V. I. Moroz, D. Spankuch, D. V. Titov, K. Schafer, A. V. Dyachkov, W. Dohler, L. V. Zasova, D. Oertel, V. M. Linkin, and J. Nopirakowski. Water vapor and sulfur dioxide abundances at the Venus cloud tops from the Venera-15 infrared spectrometry data. *Advances in Space Research*, 10 :77–81, 1990. doi : 10.1016/0273-1177(90)90168-Y.
- J. S. Neff, D. C. Humm, J. T. Bergstrahl, A. L. Cochran, W. D. Cochran, E. S. Barker, and R. G. Tull. Absolute spectrophotometry of Titan, Uranus and Neptune : 3500-10500 åangstrom. *Icarus*, 60 :221–235, 1984.
- R. M. Nelson, L. Kamp, R. M. C. Lopes, D. L. Matson, R. L. Kirk, B. W. Hapke, M. D. Boryta, F. E. Leader, W. Smythe, K. H. Baines, R. Jauman, C. Sotin, R. N. Clark, D. P. Cruikshank, P. Drossart, B. J. Buratti, R. H. Brown, M. Combes, and Be. Saturn’s Titan : Reports Suggesting Surface Activity from Cassini VIMS and Radar Observations. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 39 of *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1862–+, Mar. 2008.
- C. Newman, M. I. Richardson, A. Inada, and J. Xiao. TitanWRF - A Computationally Efficient Three-dimensional Model of Titan’s Atmosphere. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 531–+, Sept. 2006.
- C. E. Newman, M. I. Richardson, and A. D. Toigo. A New General Circulation Model of Titan’s Atmosphere. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 735–+, Aug. 2005a.
- C. E. Newman, M. I. Richardson, A. D. Toigo, and A. Inada. Simulating Titan’s Atmosphere With the Titan WRF General Circulation Model. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages B5+, Dec. 2005b.
- M. Newman and C. B. Leovy. Maintenance of strong rotational winds in venus’ middle atmosphere by thermal tides. *Science*, 257 :647–650, 1992.

- M. Newman, G. Schubert, A. J. Kliore, and I. R. Patel. Zonal winds in the middle atmosphere of Venus from Pioneer Venus Radio Occultation data. *J. of Atm. Sci.*, 41(12) : 1901–1913, 1984.
- H. B. Niemann et al. The abundances of constituents of Titan’s atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe. *Nature*, 438 :1–6, 2005. doi : 10.1038/nature04122.
- V. I. Oyama, G. C. Carle, F. Woeller, and J. B. Pollack. Pioneer-Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus. *J. Geophys. Res.*, 85(A13) :7891–7902, 1980.
- J. B. Pechman and A. P. Ingersoll. Thermal tides in the atmosphere of venus : Comparison of model results with observations. *J. Atmos. Sci.*, 41 :3290–3313, 1984.
- J. Pedlosky. *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer, 1979.
- J. Peralta, A. Sanchez-Lavega, R. Hueso, G. Piccioni, et al. Characterization of gravity waves in the upeer and lower clouds of venus using vex-virtis images. In *EGU*, 2008.
- E. Pettit and S. B. Nicholson. Notes from Pacific Coast Observatories : Radiation from the Dark Hemisphere of Venus. *PASP*, 36 :227–228, Aug. 1924.
- G. Piccioni, P. Drossart, A. Sanchez-Lavega, et al. South-polar features on Venus similar to those near the north pole. *Nature*, 450 :637–640, Nov. 2007. doi : 10.1038/nature06209.
- J. B. Pollack, C. P. McKay, and B. M. Christofferson. A calculation of the Rosseland mean opacity of dust grains in primordial solar system nebulae. *Icarus*, 64 :471–492, Dec. 1985. doi : 10.1016/0019-1035(85)90069-7.
- J. B. Pollack, J. B. Dalton, D. Grinspoon, R. B. Wattson, R. Freedman, D. Crisp, D. A. Allen, B. Bezard, C. Debergh, L. P. Giver, Q. Ma, and R. Tipping. Near-infrared light from Venus’ nightside - A spectroscopic analysis. *Icarus*, 103 :1–42, 1993.
- C. C. Porco et al. Imaging of Titan form the CASSINI spacecraft. *Nature*, 434 :159–168, 2005.
- J. Radebaugh, R. D. Lorenz, R. L. Kirk, J. I. Lunine, E. R. Stofan, R. M. C. Lopes, S. D. Wall, and the Cassini Radar Team. Mountains on Titan observed by Cassini Radar. *Icarus*, 192 :77–91, Dec. 2007. doi : 10.1016/j.icarus.2007.06.020.
- J. Radebaugh, R. D. Lorenz, J. I. Lunine, S. D. Wall, G. Boubin, E. Reffet, R. L. Kirk, R. M. Lopes, E. R. Stofan, L. Soderblom, M. Allison, M. Janssen, P. Paillou, P. Callahan, C. Spencer, and The Cassini Radar Team. Dunes on Titan observed by Cassini Radar. *Icarus*, 194 :690–703, Apr. 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2007.10.015.
- K. Rages, J. B. Pollack, and P. H. Smith. Size estimates of Titan’s aerosols based on Voyager high-phase-angle images. *J. Geophys. Res.*, 88(A11) :8721–8728, 1983.
- P. Rannou, M. Cabane, E. Chassefière, R. Botet, C. P. McKay, and R. Courtin. Titan’s geometric albedo : role of the fractal structure of the aerosols. *Icarus*, 118 :355–372, 1995.
- P. Rannou, F. Hourdin, and C. P. McKay. A wind origin for Titan’s haze structure. *Nature*, 418 :853–856, 2002.

- P. Rannou, C. P. McKay, and R. D. Lorenz. A model of Titan's haze of fractal aerosols constrained by multiple observations. *Planet. & Space Sci.*, 51(14-15) :963–976, 2003.
- P. Rannou, F. Hourdin, C. P. McKay, and D. Luz. A coupled dynamics-microphysics model of Titan's atmosphere. *Icarus*, 170 :443–462, 2004.
- P. Rannou, S. Lebonnois, F. Hourdin, and D. Luz. Titan atmosphere database. *Adv. Space Res.*, 36 :2194–2198, 2005.
- P. Rannou, F. Montmessin, F. Hourdin, and S. Lebonnois. The latitudinal distribution of clouds on Titan. *Science*, 311 :201–205, 2006. doi : 10.1126/science.311.5758.141c.
- N. J. Rappaport, L. Iess, J. Wahr, J. I. Lunine, J. W. Armstrong, S. W. Asmar, P. Tortora, M. di Benedetto, and P. Racioppa. Can Cassini detect a subsurface ocean in Titan from gravity measurements? *Icarus*, 194 :711–720, Apr. 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2007.11.024.
- F. Raulin and T. Owen. Organic chemistry and exobiology on Titan. *Space Sc. Rev.*, 104 : 377–394, 2002.
- P. L. Read et al. Super-rotation and diffusion of axial angular momentum. II. A review of quasi-axisymmetric models of planetary atmospheres. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112 :253–272, 1986a.
- P. L. Read et al. Super-rotation and diffusion of axial angular momentum. i. "speed limits" for axisymmetric flow in a rotating cylindrical fluid annulus. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112 :231–251, 1986b.
- L. Rivier, L. M. Polvani, and R. Saravanan. Zonal Jets and Equatorial Superrotation in a High Resolution Global Model of the Jovian Atmosphere. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 33 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1033–+, Nov. 2001.
- S. Rodriguez et al. Cassini/VIMS hyperspectral observations of the Huygens landing site on Titan. *Planet. & Space Sci.*, 54 :1510–1523, 2006.
- H. G. Roe, I. de Pater, and C. P. McKay. Seasonal variation of Titan's stratospheric ethylene (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>) observed. *Icarus*, 169 :440–461, 2004.
- H. G. Roe, M. E. Brown, E. L. Schaller, A. H. Bouchez, and C. A. Trujillo. Geographic control of Titan's mid-latitude clouds. *Science*, 310 :477–479, 2005.
- W. B. Rossow. A general circulation model of a venus-like atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40 :273, 1983.
- W. B. Rossow and G. P. Williams. Large-scale motion of a venus-like atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36 :377–389, 1979.
- W. B. Rossow, A. D. Del Genio, S. S. Limaye, et al. Cloud morphology and motions from pioneer venus images. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 85 :8107–8128, 1980.
- W. B. Rossow, S. B. Fels, and P. H. Stone. Comments on 'A three-dimensional model of dynamical processes in the Venus atmosphere'. *Journal of Atmospheric Sciences*, 37 : 250–252, Jan. 1980.

- W. B. Rossow, A. D. del Genio, and T. Eichler. Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP images. *Journal of Atmospheric Sciences*, 47 :2053–2084, Sept. 1990.
- P. Sadourny, R. et Bougeault. *Dynamique de l’atmosphère et de l’océan*. Les éditions de l’École Polytechnique, 2001.
- R. Sadourny. Compressible model flows on the sphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32 :2103, 1975a.
- R. Sadourny. The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32 :680, 1975b.
- R. Sadourny and K. Laval. *January and july performrance of the LMD general circulation model, in new perspectives in climate modeling*. Elsevier, 1984.
- C. Sagan. The radiative balance of venus. *JPL Tech. Rept.*, pages 32–34, 1960.
- R. Samuelson, N. Nath, and A. Borysow. Gaseous abundances and methane supersaturation in Titan’s troposphere. *Planet. & Space Sci.*, 45 :959–980, 1997.
- R. E. Samuelson, S. M. D., R. K. Achterberg, and J. C. Pearl. Cassini CIRS update on stratospheric ices at Titan’s winter pole. *Icarus*, 189 :63–71, 2007.
- A. Sanchez-Lavega, R. Hueso, G. Piccioni, P. Drossart, et al. Variable winds on venus mapped in three dimensions. *Geophysical Research Letters*, 35 :1–5, 2008.
- S. Sanders, R. Friedl, D. Golden, M. Kurylo, et al. Chemical kinetics end photochemical data for use in atmospheric studies. *Evaluation No. 14, JPL. Publication 02-25*, pages 1–334, 2003.
- K. Schaefer, L. V. Zasova, D. Spaenkuch, E. A. Ustinov, and D. Oertel. Structure of the middle atmosphere of Venus from analysis of Fourier spectrometer measurements aboard Venera 15. *Advances in Space Research*, 7 :17–24, 1987. doi : 10.1016/0273-1177(87)90197-9.
- J. T. Schofield and F. W. Taylor. Measurements of the mean, solar-fixed temperature and cloud structure of the middle atmosphere of Venus. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 109 :57–80, Jan. 1983.
- J. T. Schofield and F. W. Taylor. Net global thermal emission from the Venusian atmosphere. *Icarus*, 52 :245–262, Nov. 1982.
- G. Schubert. General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. In D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue and V. I. Moroz, editor, *Venus*, pages 681–765. Univ. of Arizona Press, 1983.
- G. Schubert. *General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere*. In Venus I, eds. D.M. Hunten, L. Colin, T. Donahue and V. Moroz, University of Arizona press, 1982.
- G. Schubert and J. Whitehead. The moving flame experiment with liquid mercury : Possible implications for the venus atmosphere. *Science*, 163 :71–72, 1969.

- G. Schubert, C. Covey, D. G. A., et al. Structure and circulation of the venus atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 85 :8007–8025, 1980a.
- G. Schubert, D. Stevenson, and P. Cassen. Whole planet cooling and the radiogenic heat source contents of the earth and moon. *J. Geophys. Res.*, 85 :2531–2538, 1980b.
- A. Seiff. Dynamical implications of observed thermal contrasts in venus’ upper atmosphere. *Icarus*, 51 :574–592, 1982a.
- A. Seiff. *Thermal structure of the atmosphere*. In Venus I, eds. D.M. Hunten, L. Colin, T. Donahue and V. Moroz, University of Arizona press, 1982b.
- A. Seiff and D. B. Kirk. Structure of the venus mesosphere and lower thermosphere from measurements during entry of the pioneer venus probes. *Icarus*, 49 :49–70, 1982.
- A. Seiff and the VEGA Balloon Science Team. Further information on structure of the atmosphere of Venus derived from the VEGA Venus Balloon and Lander mission. *Adv. Space Res.*, 7(12) :323–328, 1987.
- A. Seiff, D. B. Kirk, R. E. Young, R. C. Blanchard, J. T. Findlay, et al. Measurements of thermal structure and thermal contrasts in the atmosphere of venus and related dynamical observations : results from the four pioneer venus probes. *J. Geophys. Res.*, 85 : 7903–7933, 1980.
- A. Seiff, J. T. Schofield, A. J. Kliore, et al. Model of the structure of the atmosphere of Venus from surface to 100 km altitude. *Adv. Space Res.*, 5(11) :3–58, 1985.
- D. E. Shemansky, A. I. F. Stewart, R. A. West, L. W. Esposito, J. T. Hallett, and X. Liu. The Cassini UVIS stellar probe of the Titan atmosphere. *Science*, 308 :978–982, 2005.
- B. Sicardy et al. The two Titan stellar occultations of 14 November 2003. *J. Geophys. Res.*, 111 :E11S91, 2006. doi : 10.1029/2005JE002624.
- B. A. Smith. Rotation of Venus : Continuing Contradictions. *Science*, 158 :114–116, Oct. 1967.
- G. R. Smith, D. F. Strobel, A. L. Broadfoot, B. Sandel, D. E. Shemansky, and J. B. Holberg. Titan’s upper atmosphere : Composition and temperature from the EUV solar occultation results. *J. Geophys. Res.*, 87(A3) :1351–1359, 1982.
- N. S. Smith. *Sensibilité des modèles théoriques de l’atmosphère de Titan aux incertitudes sur la photochimie des hydrocarbures simples*. PhD thesis, Université Paris XII, Val de Marne, 1999.
- C. Sotin et al. Release of volatiles from a possible cryovolcano from near-infrared imaging of Titan. *Nature*, 435 :786, 2005.
- L. A. Sromovsky, V. E. Suomi, J. B. Pollack, R. J. Krauss, S. S. Limaye, T. Owen, H. E. Revercomb, and C. Sagan. Implications of Titan’s north-south brightness asymmetry. *Nature*, 292 :698–702, 1981.
- L. A. Sromovsky, H. E. Revercomb, and V. E. Suomi. Temperature structure in the lower atmosphere of Venus - New results derived from Pioneer Venus entry probe measurements. *Icarus*, 62 :458–493, June 1985. doi : 10.1016/0019-1035(85)90188-5.

- E. R. Stofan, C. Elachi, J. I. Lunine, R. D. Lorenz, B. Stiles, K. L. Mitchell, S. Ostro, L. Soderblom, C. Wood, et al. The lakes of Titan. *Nature*, 445 :61–64, Jan. 2007. doi : 10.1038/nature05438.
- E. R. Stofan et al. Mapping of Titan : Results from the first Titan radar passes. *Icarus*, 185 :443–456, 2006.
- D. F. Strobel. The photochemistry of hydrocarbons in the jovian atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 30 :489–498, 1973.
- D. F. Strobel. The photochemistry of hydrocarbons in the atmosphere of Titan. *Icarus*, 21 :466–470, 1974.
- M. Takagi and Y. Matsuda. Effects of thermal tides on the venus atmospheric superrotation. *J. Geophys. Res.*, 112 :1, 2007.
- L. Tanguy, B. Bézard, A. Marten, D. Gautier, E. Gérard, G. Paubert, and A. Lecacheux. Stratospheric profil of HCN on Titan from millimeter observations. *Icarus*, 85 :43–57, 1990.
- F. Taylor. Venus before Venus Express. *Planet. & Space Sci.*, 54 :1249–1262, 2006.
- F. W. Taylor. Structure and meteorology of the middle atmosphere of venus : Infrared remote sensing from the pioneer orbiter. *J. Geophys. Res.*, 85 :7963–8006, 1980.
- F. W. Taylor. Carbon monoxide in the deep atmospheres of Venus. *Advances in Space Research*, 16 :81–, Aug. 1995.
- F. W. Taylor, J. T. Schofield, and S. P. Bradley. Pioneer venus atmospheric observations. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A303 :215–223, 243–247, 1981.
- H. D. Taylor, F.W. and L. Ksanfomality. *The thermal balance of the middle and upper atmosphere of Venus*. In Venus I, eds. D.M. Hunten, L. Colin, T. Donahue and V. Moroz, University of Arizona press, 1982.
- N. A. Teanby, P. G. J. Irwin, R. de Kok, C. A. Nixon, A. Coustenis, B. Bézard, S. B. Calcutt, N. E. Bowles, F. M. Flasar, L. Fletcher, C. Howett, and F. W. Taylor. Latitudinal variations of HCN, HC<sub>3</sub>N and C<sub>2</sub>N<sub>2</sub> in Titan’s stratosphere derived from Cassini CIRS data. *Icarus*, 181 :243–255, 2006.
- N. A. Teanby, P. G. J. Irwin, R. de Kok, C. A. Nixon, A. Coustenis, E. Royer, S. B. Calcutt, N. E. Bowles, L. Fletcher, C. Howett, and F. W. Taylor. Global and temporal variations in hydrocarbons and nitriles in Titan’s stratosphere for northern winter observed by Cassini/CIRS. *Icarus*, 2007a. Submitted.
- N. A. Teanby, P. G. J. Irwin, R. de Kok, S. Vinatier, B. Bézard, C. A. Nixon, F. M. Flasar, S. B. Calcutt, N. E. Bowles, L. Fletcher, C. Howett, and F. W. Taylor. Vertical profiles of HCN, HC<sub>3</sub>N and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> in Titan’s atmosphere derived from Cassini/CIRS data. *Icarus*, 186 :364–384, 2007b.
- H. Teitelbaum and C. Cot. Calculation of the solar gravitational torque on the venus thermal tides. *Aston. Astrophys.*, 97 :265–268, 1981.

- T. S. Timofeeva, O. I. Yakovlev, and A. I. Efimov. Radio wave fluctuation and turbulence on the nighttime venusian atmosphere from radioscopy data of the space probe venera 9. *Cosmic Res.*, 16 :226–232, 1978.
- G. Tobie, J. I. Lunine, and C. Sotin. Episodic outgassing as the origin of atmospheric methane on Titan. *Nature*, 440 :61–64, 2006. doi : 10.1038/nature04497.
- T. Tokano and F. M. Neubauer. Tidal winds on Titan caused by Saturn. *Icarus*, 158 : 499–515, 2002.
- T. Tokano, C. P. McKay, F. M. Neubauer, S. K. Atreya, F. Ferri, M. Fulchignoni, and H. B. Niemann. Methane drizzle on Titan. *Nature*, 442 :432–435, 2006. doi : 10.1038/nature04948.
- A. Tokunaga, S. Beck, T. Geballe, and J. Lacy. The Detection of  $C_2H_2$  on Saturn and Titan. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 12 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 669–+, June 1980.
- M. G. Tomasko, L. R. Doose, P. H. Smith, and A. P. Odell. Measurements of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus. *J. Geophys. Res.*, 85 :8167–8186, Dec. 1980a.
- M. G. Tomasko, P. H. Smith, V. E. Suomi, L. A. Sromovsky, H. E. Revercomb, F. W. Taylor, D. J. Martonchik, A. Seiff, R. Boese, J. B. Pollack, A. P. Ingersoll, G. Schubert, and C. C. Covey. The thermal balance of Venus in light of the Pioneer Venus mission. *J. Geophys. Res.*, 85 :8187–8199, Dec. 1980b.
- M. G. Tomasko, L. R. Doose, and P. H. Smith. The absorption of solar energy and the heating rate in the atmosphere of Venus. *Advances in Space Research*, 5 :71–79, 1985. doi : 10.1016/0273-1177(85)90272-8.
- M. G. Tomasko et al. Rain, winds and haze during the Huygens probe’s descent to Titan’s surface. *Nature*, 438 :1–14, 2005. doi : 10.1038/nature04126.
- O. B. Toon, C. P. McKay, T. P. Ackerman, and K. Santhanam. Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 94 :16287–16301, Nov. 1989.
- D. Toubanc, J. P. Parisot, J. Brillet, D. Gautier, F. Raulin, and C. P. McKay. Photochemical modeling of Titan’s atmosphere. *Icarus*, 113 :2–26, 1995.
- J. P. Tourte. *Modélisation numérique de l’atmosphère de Vénus*. PhD thesis, Université Paris 6, 1984.
- W. A. Traub and N. P. Carleton. Measurement of differential Doppler effect of a  $CO_2$  absorption line between various points on Venus. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 3 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 278–+, Mar. 1971.
- L. D. Travis. Nature of the atmospheric dynamics on venus from power spectrum analysis of mariner-10 images. *J. Atmos. Sci.*, 35 :1584–1595, 1978.

- C. Tsang, P. G. Irwin, F. W. Taylor, P. Drossart, G. Piccioni, B. Bezard, E. Marcq, C. F. Wilson, and V. Express. Distribution Of Carbon Monoxide And Other Minor Species In The Lower Atmosphere Of Venus Using Venus Express/VIRTIS-M-IR Data. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 502–+, Oct. 2007.
- E. P. Turtle, J. E. Perry, A. S. McEwen, R. A. West, A. D. Delgenio, J. Barbara, D. D. Dawson, and C. C. Porco. Cassini Imaging Observations of Titan’s High-Latitude Lakes. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 39 of *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1952–+, Mar. 2008.
- G. L. Tyler et al. Radio science investigations of the Saturn system with Voyager I : Preliminary results. *Science*, 212(4491) :201–206, 1981.
- H. C. Urey, editor. *The planets : Their origin and development*, 1952.
- R. J. Vervack, Jr., B. R. Sandel, and D. F. Strobel. New perspectives on Titan’s upper atmosphere from a reanalysis of Voyager 1 UVS solar occultations. *Icarus*, 170 :91–112, 2004.
- S. Vinatier. *Analyse des spectres infrarouges thermiques émis par l’atmosphère de Titan enregistrés par l’instrument Cassini/CIRS*. PhD thesis, Université Paris 7, 2007.
- S. Vinatier, B. Bézard, T. Fouchet, N. A. Teanby, R. de Kok, P. Irwin, B. J. Conrath, C. A. Nixon, P. N. Romani, F. M. Flasar, and A. Coustenis. Vertical abundance profiles of hydrocarbons in Titan’s atmosphere at 15°S and 80°N retrieved from Cassini/CIRS spectra. *Icarus*, 188 :120–138, 2007.
- R. L. Walterscheid, G. Schubert, M. Newman, and A. J. Kliore. Zonal winds and the angular momentum balance of Venus’ atmosphere within and above the clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 42 :1982–1990, Oct. 1985.
- T. Widemann, E. Lellouch, and A. Campargue. New wind measurements in Venus lower mesosphere from visible spectroscopy. *Planet. Space Sci.*, 55 :1741–1756, Oct. 2007. doi : 10.1016/j.pss.2007.01.005.
- R. Wildt. Note on the Surface Temperature of Venus. *ApJ*, 91 :266–268, Mar. 1940. doi : 10.1086/144165.
- E. H. Wilson and S. K. Atreya. Current state of modeling the photochemistry of Titan’s mutually dependent atmosphere and ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 109(E6) :E06002, 2004. doi : 10.1029/2003JE002181.
- E. H. Wilson, S. K. Atreya, and A. Coustenis. Mechanisms for the formation of benzene in the atmosphere of Titan. *J. Geophys. Res.*, 108(E2) :5014, 2003. doi : 10.1029/2002JE001896.
- R. Woo. Observations of turbulence in the atmosphere of venus using mariner 10 radio occultation measurements. *J. Atmos. Sci.*, 32 :1084–1090, 1975.
- R. Woo and A. J. W. Radio occultation measurements of turbulence in the venus atmosphere by pioneer venus. *J. Geophys. Res.*, 30 :8031, 1980.



- R. Woo, A. Ishimaru, and W. B. Kendall. Observations of small-scale turbulence in the atmosphere of venus by mariner 5. *J. Atmos. Sci.*, 31 :1698–1706, 1974.
- R. Woo, A. J. W., and A. J. Kliore. Small scale turbulence in the atmosphere of venus. *Icarus*, 52 :2, 1982.
- M. Yamamoto and M. Takahashi. The Fully Developed Superrotation Simulated by a General Circulation Model of a Venus-like Atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 60 :561–574, Feb. 2003a.
- M. Yamamoto and M. Takahashi. Superrotation and equatorial waves in a T21 Venus-like AGCM. *Geophys. Res. Lett.*, 30(9) :090000–1, May 2003b. doi : 10.1029/2003GL016924.
- M. Yamamoto and M. Takahashi. Dynamics of venus’ superrotation ; the eddy momentum transport processes newly found in a gcm. *Geophys. Res. Lett.*, 31, 2004.
- R. V. Yelle. Non-LTE models of Titan’s upper atmosphere. *Astrophys. J.*, 383 :380–400, 1991.
- R. V. Yelle, D. F. Strobell, E. Lellouch, and D. Gautier. The Yelle Titan Atmosphere Engineering Models. In A. Wilson, editor, *Huygens : Science, Payload and Mission*, volume 1177 of *ESA Special Publication*, pages 243–+, 1997.
- R. E. Young and J. B. Pollack. A three-dimensional model of dynamical processes in the venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 34 :1315–1351, 1977.
- R. E. Young, H. Houben, and L. Pfister. Baroclinic instability in the venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 41 :2310–2333, 1984.
- Y. Yung, M. Liang, X. Jiang, C. Lee, B. Bezard, and E. Marcq. Modeling the Distribution of OCS in the Lower Atmosphere of Venus. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 503–+, Oct. 2008.
- Y. L. Yung and W. B. Demore. Photochemistry of the stratosphere of Venus - Implications for atmospheric evolution. *Icarus*, 51 :199–247, Aug. 1982. doi : 10.1016/0019-1035(82)90080-X.
- Y. L. Yung, M. Allen, and P. J. P. Photochemistry of the atmosphere of Titan : Comparison between model and observations. *Astrophys. J. Supp.*, 55 :465–506, 1984.
- L. V. Zasova, V. I. Moroz, L. W. Esposito, and C. Y. Na. SO<sub>2</sub> in the Middle Atmosphere of Venus : IR Measurements from Venera-15 and Comparison to UV Data. *Icarus*, 105 : 92–109, Sept. 1993. doi : 10.1006/icar.1993.1113.
- L. V. Zasova, N. Ignatiev, I. Khatuntsev, and V. Linkin. Structure of the Venus atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 55 :1712–1728, Oct. 2007. doi : 10.1016/j.pss.2007.01.011.
- H. A. Zebker, L. C. Wye, M. A. Janssen, and Cassini Radar Team. Titan’s surface from reconciled Cassini microwave reflectivity and emissivity observations. *Icarus*, 194 :704–710, Apr. 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2007.10.019.
- X. Zhu and D. F. Strobel. On the maintenance of thermal wind balance and equatorial superrotation in Titan’s stratosphere. *Icarus*, 176 :331–350, 2005.

# Table des figures

1.1	Notion de géopotential et de verticale locale . . . . .	9
1.2	Vitesse des ondes accoustiques sur Vénus et la Terre . . . . .	12
1.3	Théorème de Kelvin . . . . .	19
1.4	Baroclinicité . . . . .	20
1.5	Hauteurs d'échelle sur Vénus et la Terre . . . . .	25
1.6	Circulation engendrée par un chauffage . . . . .	27
1.7	Flux solaire et IR sur Vénus . . . . .	28
1.8	Circulation de grande échelle sur Terre . . . . .	29
1.9	Équilibre cyclostrophique pour le cas vénusien . . . . .	32
1.10	Couple de marées gravitationnelles . . . . .	38
1.11	La marée thermique . . . . .	40
1.12	Structures horizontales des ondes de Kelvin et ondes MRG . . . . .	44
1.13	Spectres spatial et temporel des différents types d'ondes . . . . .	46
1.14	Formation d'une onde de Rossby . . . . .	49
1.15	Structure horizontale d'une onde de Rossby sur Terre . . . . .	50
1.16	Création d'ondes de Rossby par interaction entre le relief et l'écoulement moyen . . . . .	51
1.17	Instabilités convective et inertielle . . . . .	54
1.18	Flux d'Eliassen Palm sur Terre . . . . .	59
2.1	Effet du relief sur la dynamique du moment cinétique . . . . .	68
2.2	Mécanisme de Gierasch . . . . .	73
2.3	Mécanisme de la flamme tournante . . . . .	77
3.1	Discrétisation spatiale d'un MCG . . . . .	88
3.2	Modèle couplé de Titan . . . . .	102
3.3	Constantes de temps dynamique et radiative sur Vénus . . . . .	106
3.4	Matrice des PNEs dans le MCG Vénus . . . . .	110
3.5	Profil vertical de température dans les simulations radiato-convectives . . .	111
3.6	Profil vertical de température initial Vénus . . . . .	113
3.7	Profil vertical de température initial Titan . . . . .	114
3.8	Coefficients de diffusion turbulents du modèle 2D . . . . .	115
4.1	Titan dans le visible vu par Cassini . . . . .	119
4.2	Structure thermique de Titan observé par Voyager . . . . .	120
4.3	Brume sur Vénus . . . . .	123
4.4	Albédo de Titan . . . . .	124
4.5	Vent zonal observé lors de l'occultation solaire de l'étoile Sgr1989 . . . . .	125

4.6	Paysage de Titan vu par Huygens . . . . .	126
4.7	Profils verticaux de température et de vent zonal mesuré par Huygens . . . . .	129
4.8	Nuages sur Titan observés par Cassini . . . . .	129
4.9	La brume sur Titan observée par Cassini . . . . .	130
4.10	Dunes et lacs sur Titan observés par Cassini . . . . .	131
4.11	Variations saisonnières de la circulation méridienne sur Titan . . . . .	135
4.12	Couplage entre dynamique et chimie sur Titan . . . . .	136
4.13	Distribution de la brume sur Titan . . . . .	137
4.14	Distribution modélisée des nuages sur Titan . . . . .	138
4.15	Taux de production des aérosols dans le modèle Titan . . . . .	142
4.16	Saisons des observations Titan . . . . .	144
4.17	Cartes méridiennes de température sur Titan observée et simulée . . . . .	146
4.18	Profils latitudinaux de température sur Titan observée et simulée . . . . .	148
4.19	Profils verticaux de température sur Titan observée et simulée . . . . .	149
4.20	Profils verticaux de température sur Titan . . . . .	150
4.21	Couche détachée sur Titan . . . . .	151
4.22	Cartes méridiennes du vent zonal sur Titan observée et simulée . . . . .	153
4.23	Profil vertical du vent zonal sur Titan observé et simulé . . . . .	154
4.24	Contrastes latitudinaux de température dans le 2D-CM Titan . . . . .	155
4.25	Tendances radiatives nettes dans le 2D-CM Titan . . . . .	156
4.26	Cartes méridiennes de l'opacité des aérosols dans le 2D-CM Titan . . . . .	157
4.27	Carte méridienne (latitude-altitude) de température pour la simulation test dans le 2D-CM Titan . . . . .	158
4.28	Profils verticaux des composés chimiques dans les régions équatoriales sur Titan observés et simulés . . . . .	160
4.29	Carte méridienne de l'éthylène ( $C_2H_4$ ) modélisée sur Titan . . . . .	162
4.30	Profils latitudinaux des composés chimiques sur Titan observés et simulés . . . . .	163
4.31	Cartes méridiennes (latitude-altitude) des nitriles dans le 2D-CM Titan . . . . .	165
4.32	Profils verticaux des composés dans la région polaire nord sur Titan observés et simulés . . . . .	167
5.1	Superrotation des nuages vers l'ouest sur Vénus . . . . .	176
5.2	Superrotation des nuages en 4 jours terrestres et Y couché sur Vénus . . . . .	181
5.3	Profil vertical de température observé par Pioneer Venus . . . . .	184
5.4	Structure thermique méridienne observée sur Vénus . . . . .	185
5.5	Stabilité de l'atmosphère de Vénus . . . . .	187
5.6	Bilan radiatif modélisé sur Vénus . . . . .	188
5.7	Profils latitudinaux des vents zonal observés sur Vénus . . . . .	189
5.8	Carte méridienne du vent zonal déduit des observations Pioneer Venus . . . . .	190
5.9	Vents observés dans le plan latitude-Ls . . . . .	190
5.10	Profils latitudinaux du vent méridien observé sur Vénus . . . . .	191
5.11	Observation de la couche de nuage vers 50 km dans l'IR par Galileo/NIMS . . . . .	193
5.12	Profil vertical du vent méridien . . . . .	194
5.13	Schémas récapitulatifs de la circulation sur Vénus . . . . .	195
5.14	Modélisation de la structure horizontale des ondes sur Vénus . . . . .	196
5.15	Ondes de gravité sur Vénus . . . . .	198
5.16	Cellules de convection observées sur Vénus par Mariner 10 . . . . .	199
5.17	Pôles observés sur Vénus avant Venus Express . . . . .	201

5.18	Profil vertical de la densité de moment cinétique mesuré par Pioneer Venus	202
5.19	Topographie vénusienne par Magellan	205
5.20	Superrotation vue par Venus Express	210
5.21	Pôle sud observé par Venus Express et Cassini	213
5.22	Cellules de convection observées par Venus Express	214
5.23	Ondes et turbulence observés par Venus Express	214
5.24	Température de surface mesurée par Venus Express et Magellan	215
5.25	Topographie du MCG Vénus	219
5.26	Profil vertical de température dans le MCG Vénus	219
5.27	Facteur de superrotation du MCG Vénus	224
5.28	Carte méridienne de température dans le MCG Vénus	224
5.29	Température de surface sur Vénus	225
5.30	Stabilité verticale dans le MCG Vénus	226
5.31	Carte méridienne du vent zonal dans le MCG Vénus	227
5.32	Profil vertical du vent zonal dans le MCG Vénus	229
5.33	Profil latitudinaux du vent zonal dans le MCG Vénus	230
5.34	Coupes latitude-longitude du vent zonal dans le MCG Vénus	231
5.35	Vent méridien dans le MCG Vénus	232
5.36	Profil latitudinaux du vent méridien dans le MCG Vénus	233
5.37	Profil vertical du vent méridien dans le MCG Vénus	234
5.38	Coupe du vent méridien dans le MCG Vénus	235
5.39	Bilan radiatif dans le MCG Vénus	236
5.40	Vortex polaires en température dans le MCG Vénus	238
5.41	Vortex polaires en vent zonal dans le MCG Vénus	239
5.42	Vortex polaires en vent vertical dans le MCG Vénus	240
5.43	Effets du cycle diurne sur la structure moyenne dans le MCG Vénus	241
5.44	Effets de l'absence de topographie sur la structure moyenne dans le MCG Vénus	242
5.45	Moment cinétique dans le MCG Vénus	243
5.46	Transport moyen de moment cinétique dans le MCG Vénus	244
5.47	Instabilités dans le MCG Vénus	246
5.48	Flux d'Eliassen Palm dans le MCG Vénus	249
5.49	Effets du cycle diurne sur le moment cinétique dans le MCG Vénus	250
5.50	Effets de l'absence de topographie sur le moment cinétique dans le MCG Vénus	251
5.51	Flux d'Eliassen Palm dans le MCG Vénus sans CD	253
5.52	Flux d'Eliassen Palm dans le MCG Vénus sans topographie	254
5.53	FFT dans le MCG Vénus	256
5.54	Signaux résiduel et lissé dans le MCG Vénus	257
5.55	RMS dans le MCG Vénus	260
5.56	Propagation zonale des ondes dans le MCG Vénus	261
5.57	Cartes latitude-temps des marées thermiques dans le MCG Vénus	261
5.58	Propagation verticale des marées thermiques dans le MCG Vénus	262
5.59	Cartes latitude-temps et verticale des ondes équatoriales dans le MCG Vénus	263
5.60	Carte latitude-temps des ondes de moyennes latitudes dans le MCG Vénus	264
5.61	Composites lat-lon dans le MCG Vénus	265
5.62	Composites alt-lon pour les ondes de hautes fréquences dans le MCG Vénus	266
5.63	Composites alt-lon pour les ondes de basses fréquences dans le MCG Vénus	267

5.64	Transport horizontal de moment cinétique par les ondes dans le MCG Vénus	270
5.65	Transport vertical de moment cinétique par les ondes dans le MCG Vénus	271
5.66	Transport horizontal de moment cinétique par les ondes dans le MCG Vénus sans cycle diurne	273
5.67	Transport vertical de moment cinétique par les ondes dans le MCG Vénus sans cycle diurne	274
5.68	Transport horizontal de moment cinétique par les ondes dans le MCG Vénus sans topographie	276
5.69	Transport vertical de moment cinétique par les ondes dans le MCG Vénus sans topographie	277
5.70	Cartes méridiennes de traceurs dans le MCG Vénus	279
5.71	Copues de traceurs dans le MCG Vénus	280
5.72	Profils verticaux de CO et OCS imposés dans le MCG Vénus	281
5.73	Profils latitudinaux de CO et OCS dans le MCG Vénus	282
5.74	Coupes de CO et OCS dans le MCG Vénus	283
5.75	Sphères de CO et OCS dans le MCG Vénus	285
5.76	Transport horizontal de CO et OCS dans le MCG Vénus	286
5.77	Transit de Vénus devant le soleil	288
5.78	Comparaison de la dynamique de Vénus, Titan et de la Terre	293
5.79	Localisation des sondes Pioneer Venus	304
5.80	Budget de la thèse	355

# Liste des tableaux

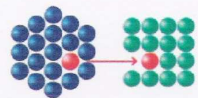
1.1	Propriétés de base des planètes Vénus, Titan et la Terre . . . . .	62
1.2	Propriétés de base des atmosphères de Vénus, Titan et la Terre . . . . .	64
3.1	Les altitudes du MCG Titan, avec les pressions correspondantes (pour une pression de surface de 1.45 mbar) et températures correspondantes (en utilisant le modèle altitude/pression de, Lellouch and Hunten, 1997; Yelle et al., 1997) . . . . .	92
3.2	Liste des paramètres principaux fixés dans le modèle Titan. . . . .	93
3.3	Coefficients hybrides pour les 50 niveaux verticaux du MCG Vénus (niveau inférieur de chaque couche), avec les pressions correspondantes (pour une pression de surface de 92 bar) et altitudes correspondantes (en utilisant le modèle VIRI altitude/pression à l'équateur, Seiff and the VEGA Balloon Science Team, 1987) . . . . .	94
3.4	Liste des paramètres principaux du MCG Vénus utilisés dans le modèle. . . . .	95
3.5	Quelques valeurs des flux des composés (au sommet du modèle) utilisées comme conditions limites supérieures dans le 2D-CM (en molécules $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , référencées à 500 km d'altitude, les valeurs sont positives vers le bas) . . . .	116
4.1	Table des abondances sur Titan . . . . .	121
4.2	Observations de la structure thermique et du vent zonal de Titan (Crespin et al., 2008). . . . .	147
4.3	Observations disponibles sur les distributions des composés traces de Titan. . . . .	164
5.1	Table des abondances sur Vénus . . . . .	182
5.2	Table des filtres utilisés pour l'étude des ondes du MCG Vénus . . . . .	258
5.3	Type de traceurs passifs utilisés . . . . .	278
5.4	Acronymes . . . . .	297
5.5	Symboles des grandeurs utilisées . . . . .	300
5.6	Historique des principales missions spatiales vers Vénus . . . . .	303



## NOUVEAU CHAPITRE DE LA THÈSE







Association Bernard Gregory  
www.abg.asso.fr



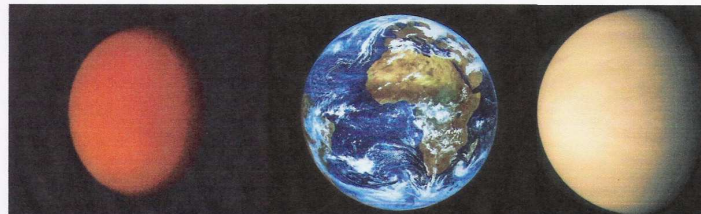
*Valorisation des compétences des docteurs  
«Un nouveau chapitre de la thèse ®»*



## MODELISATION CLIMATIQUE

par  
**Audrey Crespin**

*Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique  
Université ou organisme de rattachement : Ecole Polytechnique  
Nom du "mentor" : Claude FORSANS*



**Date probable de présentation orale du « NCT » : automne 2008**

*Sujet académique de la thèse : « Transport atmosphérique et ondes dans les atmosphères en superrotation »*

*Nom du directeur de thèse : M. François Vial*

*Date probable de soutenance de la thèse : automne 2008*

*Photos dans le visible de Titan (gauche) prise par la mission Voyager I (1980), de la Terre (milieu), de Vénus (droite) prise par la mission Galileo (1990)*

Ce document donne un bilan du projet de thèse (cadre du projet de thèse et gestion de ce projet), qui a été validé par l'Association Bernard Grégory. La version qui est présentée ici est une version simplifiée du document "NCT" ne contenant pas la partie valorisation des compétences. Si souhaitez plus d'information sur mon cursus et sur les compétences acquises pendant ce projet de trois ans, qu'est la thèse, vous pouvez me contacter sur : [audrey.crespin@polytechnique.edu](mailto:audrey.crespin@polytechnique.edu).

## I) Cadre et enjeux de la thèse

### A) Cadre de la thèse

#### Thème de la thèse

Le Laboratoire de Météorologie Dynamique développe depuis une dizaine d'années des Modèles numériques de Circulation Générale (MCGs), qui ont pour but d'étudier les mécanismes gouvernant l'évolution du climat. En particulier, l'étude des atmosphères planétaires s'inscrit dans une compréhension plus large de l'étude de l'atmosphère terrestre, et par la même permet de mieux contraindre les modèles climatiques terrestres utilisés pour évaluer les impacts du changement climatique.

#### Objectif et finalité

C'est donc dans ce cadre que prend place le travail qui m'a été confié pendant ces trois ans. Mon sujet de thèse a consisté à étudier la circulation générale des atmosphères de Vénus et Titan (satellite naturel de Saturne) et ses interactions avec la composition atmosphérique.

Ces études se faisant dans le cadre de la compréhension des mécanismes physiques qui gouvernent les atmosphères, des analogies peuvent être faites avec l'évolution passé et futur du climat terrestre :

En effet, dans ces deux atmosphères prend place un phénomène dynamique encore mal compris à ce jour et qui a fait l'objet d'études théoriques depuis plus d'une cinquantaine d'années sans pouvoir trouver de réponses claires avant le développement des modèles numériques : ces atmosphères présentent des vents violents en altitude, permanents, de l'ordre de la centaine de mètres par seconde. Comme sur Terre, où les fortes tempêtes peuvent être appréhendées par de forts écarts de température, il est nécessaire pour bien comprendre le phénomène de superrotation de faire le lien entre ce qui régule la température de ces atmosphères et les vents qui s'y développent.

En particulier, l'étude de l'atmosphère de Vénus, où l'effet de serre s'est emballé (température de surface de 500°C environ), permet également de mieux comprendre l'effet de serre sur Terre. L'étude de l'atmosphère de Vénus prend donc une importance de premier rang car elle pourrait représenter le future de la Terre si l'effet de serre s'emballait suite aux émissions répétées de gaz à effet de serre.

L'atmosphère de Titan est le siège d'une chimie importante, à base de méthane, appelée chimie prébiotique, qui rappelle fortement l'atmosphère terrestre à ces origines, avant l'apparition de la vie. Le couplage de cette chimie et de la dynamique de l'atmosphère permet de mieux contraindre la circulation générale de cette atmosphère.

Les atmosphères planétaires constituent donc des laboratoires "grandeur nature" de ce à quoi pouvait ressembler l'atmosphère de la Terre primitive (Titan comme passé de la

Terre) et de ce à quoi elle pourrait ressembler dans un futur plus ou moins proche (Vénus comme future possible de la Terre). L'étude de ces deux atmosphères contribue donc à l'étude de l'évolution climatique et de manière indirecte à la compréhension du changement climatique terrestre.

## Les moyens

La compréhension de la circulation générale de ces atmosphères passe par le développement numérique des Modèles de Circulation Générale, ainsi que d'outils de calculs et d'analyse, dans le but d'étudier les mécanismes de transport qui y prennent place et qui permettent de mieux contraindre la dynamique (circulation moyenne et les ondes).

Pour s'assurer de la qualité des analogies faites entre les modèles d'atmosphères planétaires et le modèle terrestre, il a été également nécessaire de valider les modèles planétaires développés, par comparaison avec les observations mises à disposition par les missions spatiales de la NASA et de l'ESA, « Cassini-Huygens » pour Titan (arrivée en janvier 2005) et « Vénus-Express » pour Vénus (arrivée en avril 2006).

## Enjeux

Ma thèse s'inscrit donc dans une dynamique très générale de recherche dont les résultats peuvent participer à des enjeux scientifiques de première importance, afin de mieux prédire l'évolution du climat (rapport du GIEC, dont le dernier est paru en 2007), économiques et sociétaux. Certains pays s'engagent à réduire leurs émissions de gaz à effet de serre par des mesures politiques sur l'économie (quotas d'émission pour les entreprises pour le respect du protocole de Kyoto, entré en vigueur en 2005 et qui a été ratifié à ce jour par 172 pays, sauf les Etats-Unis). Les études commencent à se multiplier pour essayer de chiffrer le coût du réchauffement climatique pour l'économie mondiale : des rapports d'experts de la Banque Mondiale, comme Nicholas Stern ont chiffré le coût du réchauffement climatique à plusieurs milliards d'euros, c'est à dire pouvant atteindre le coût des deux guerres mondiales. L'adaptation de l'économie pour le respect de l'environnement sera probablement jumelée à une évolution des modes de vie et des comportements, de l'individu à l'entreprise (gestion de la pollution, développement durable, etc.).

## Applications éventuelles

Je laisse des routines d'analyse des ondes et des mécanismes de transport des Modèles de Circulation Générale, ainsi que le codage de traceurs passifs dans le Modèle Vénus. Un tel codage a d'ailleurs été utilisé par un postdoctorant pour faire des simulations des variations latitudinales de certains composés traces de l'atmosphère de Vénus (CO et OCS). Cette étude va conduire à une publication dans une revue à comité de lecture (JGR). J'ai également apporté d'autres contributions au développement du MCG Vénus, comme le passage d'un schéma explicite d'intégration temporelle du transfert radiatif à un schéma implicite, inconditionnellement stable. Le travail de validation du MCG Titan sera également poursuivi par un autre postdoctorant dans le cadre du passage à un modèle 3D.

Les modèles de Vénus et Titan, une fois validés seront utilisés pour interpréter de nouvelles observations effectuées par les missions spatiales à venir : la mission « Aurora »

en préparation pour un projet de ballons dans l'atmosphère de Titan ; l'agence spatiale japonaise JAXA prépare une mission vers Vénus, « Venus Climat Orbiter » (VCO) avec une sonde « Planet-C », dont le lancement est prévu pour 2010, pour la compréhension de la dynamique de cette atmosphère ; le projet de sondes « Venera D » effectué par la Russie, dont le lancement se situerait autour de 2013 donnerait de nouvelles données sur les propriétés physiques et chimiques de l'atmosphère ; la future mission de la NASA, « Venus In-Situ Explorer » (VISE), dont le lancement est prévu autour de 2013, traverserait l'atmosphère avant de prélever un échantillon de la surface...

## Présentation du laboratoire

Le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) est un laboratoire mixte CNRS, Ecole Polytechnique, Université Paris VI et Ecole Normale. Il a pour principal objet de recherche de comprendre les mécanismes atmosphériques et de prédire l'évolution du climat de l'atmosphère terrestre, avec entre autres la participation aux rapports du GIEC, à la rédaction du livre blanc (M. Hervé Letreut, Mme Sandrine Bony, M. Jean-Louis Dufresnes, M. Jean Jouzel, etc.). Ces études se font par le développement numérique de modèles climatiques, d'études théoriques et de mesures atmosphériques (mesures LIDAR, campagne ballons, etc.). Ces trois domaines d'activités sont effectués par plus d'une centaine de personnes, dispatchées sur les 3 sites des cotutelles. Même si les études sont globalement communes entre les 3 sites, il n'en demeure pas moins que certaines spécificités persistent : le site de l'Ecole Polytechnique est plutôt axé mesures atmosphériques, le site de l'Ecole Normale, études théoriques et le site de l'Université Paris 6, développement numérique des Modèles de Circulation Générale. Le laboratoire est dirigé depuis 2002 par le très médiatique Hervé Letreut, grand professeur de l'Ecole Polytechnique et membre de l'Académie des Sciences. Des modèles sont également développés pour l'étude des atmosphères planétaires en général, produisant une interaction efficace entre les différents domaines d'activités et contribuant ainsi à une compréhension globale des atmosphères. L'étude des atmosphères planétaires s'effectue sur le site de l'Université de Paris 6 à Jussieu.

L'équipe « atmosphères planétaires » est plus réduite et se compose de deux personnes : un permanent travaillant sur le Modèle de Circulation Générale de Mars (M. Francois Forget) et un autre sur les modèles de Vénus et Titan (M. Sébastien Lebonnois). Pour étoffer cette équipe quelque peu restreinte, viennent s'ajouter quelques postdoctorants et doctorants occasionnels. En tout, une dizaine de personnes composent l'équipe modélisation des atmosphères planétaires, dont la renommée internationale ne reflète pas les effectifs. Il faut également la replacer dans l'équipe « terrestre » de l'Université Paris 6, qui se compose d'une cinquantaine de personnes (permanents et non permanents compris).

Ces dernières années, le laboratoire s'est engagé fortement dans les programmes d'étude des changements climatiques développées à l'échelle mondiale. La participation aux accords du GIEC en est un exemple parmi d'autres. Des économistes s'adressent aux scientifiques du LMD pour leur demander des prédictions climatiques pour des scénarios économiques donnés (d'émission de gaz à effet de serre par exemple). Le laboratoire, sous la volonté de son directeur Hervé Letreut se prête à d'autres activités que purement scientifiques et s'élargit au grand public : une thèse en sociologie a été effectuée sur le thème de la « modélisation du climat en France, de 1970 aux années 2000 » (Hélène Guillemot), avec la participation d'Hervé Letreut ; les membres du laboratoire sont régulièrement sollicités

pour des interviews et à divers émissions télévisées, pour participer à la rédaction de livres (le Livre Blanc), etc. Des études matérialisées par la création de nouveaux doctorats, commencent à se situer à l'interface entre sciences et économie (étude du lien entre climat et oenologie en est un exemple parmi tant d'autres).

Il a été décidé de conserver en France les deux modèles du climat terrestre en vigueur, probablement pour maintenir une certaine émulation au sein de la recherche française dans les sciences du climat. Il s'agissait des modèles climatiques du LMD et de Météofrance. Ces deux modèles sont toujours d'actualité et les interactions entre les deux modèles sont très productives.

Les Modèles de Circulation Générale des atmosphères planétaires ont également fait leurs preuves au niveau international. Les modèles numériques fournissent l'ensemble des variables climatiques à tous les instants, permettant ainsi de compléter des observations manquantes à un instant suivant. Les modèles climatiques des atmosphères planétaires sont donc très utiles pour la préparation des futures missions spatiales qui ont besoin par exemple du champ de pression de surface à un instant précis ou pour l'analyse et l'interprétation de données spatiales.

Le MCG martien développé au LMD est désormais largement utilisé par la communauté internationale pour de nombreuses études et pour la préparation de missions spatiales vers Mars (préparation de la mission « Exomars », études préliminaires pour « Mars Simple Return », etc.). Le MCG Titan, grâce à l'intégration de différents couplages, a permis de reproduire les distributions de la brume et des nuages, et de caractériser la circulation méridienne à partir des variations latitudinales de composition. Le MCG vénusien est le seul actuellement dans le monde à avoir un « véritable » transfert radiatif, c'est-à-dire pour lequel la température se calcule toute seule à partir des équations générales, sans forçage ad-hoc.

Que ce soient dans les sciences du climat terrestre ou pour les atmosphères planétaires, le LMD cherche toujours à se placer à la pointe de la recherche et des techniques développées, et privilégie toujours une expertise rigoureuse, qui le place parmi les grands laboratoires de climatologie mondiaux.

## **B) Contexte de la thèse**

Le LMD, en collaboration avec le Service d'Aéronomie, développe des Modèles de Circulation Générale des atmosphères planétaires. Le modèle de Titan avait permis de reproduire certaines caractéristiques de l'atmosphère à l'époque de la mission spatiale Voyager. Il était donc nécessaire de valider le modèle de Titan par rapport aux observations plus récentes de la mission spatiale Cassini-Huygens. Ces observations fournissaient une contrainte temporelle supplémentaire qu'il était nécessaire d'obtenir dans le modèle et d'interpréter en terme de circulation générale. Un tel travail a constitué le premier volet de ma thèse. Par ailleurs, le LMD étant impliqué dans la mission Vénus-Express (mise en orbite en avril 2006), le développement d'un Modèle de Circulation Générale vénusien a donc été initié. Mon travail de thèse a donc naturellement été de participer au développement de ce modèle puis à l'utilisation de cet outil pour étudier le fonctionnement de cette atmosphère par le développement d'outils d'analyse des mécanismes de transport, en relation avec les

observations de Vénus-Express.

Le Laboratoire de Météorologie Dynamique appartient à un Institut de recherche scientifique, appelé Institut Pierre Simon Laplace (IPSL), qui regroupe au total cinq laboratoires. L'IPSL est un institut des sciences de l'environnement. La diversité des mécanismes et la globalité des phénomènes qui agissent sur l'environnement ne peuvent pas être abordés sans regroupement tant de compétences que de moyens techniques. C'est cette idée qui a présidé à la création de cette « fédération » au début des années 90. Elle reposait sur le constat qu'existait déjà, en région parisienne, un grand potentiel scientifique et technique en science de l'environnement mais que ce potentiel n'était pas utilisé de manière optimale. Comment en effet comprendre le climat sans, entre autre, coupler océan et atmosphère qui à l'époque étaient étudiés dans deux laboratoires distincts.

Le regroupement, au sein d'un pôle régional d'excellence, des compétences développées dans plusieurs laboratoires de la région parisienne a donc constitué une étape importante de la stratégie nationale dans le domaine des sciences de l'environnement. Aujourd'hui, l'Institut Pierre-Simon Laplace regroupe plus de 30% du dispositif national de recherche du CNRS et des universités dans le domaine des sciences de l'océan et de l'atmosphère, soit quelques 750 personnes (environ 250 chercheurs et enseignants-chercheurs, 250 ingénieurs, techniciens et agents administratifs et 250 doctorants, post-doctorants et stagiaires) répartis dans les cinq laboratoires.

Ces laboratoires et la structure fédérative, sont placés sous la tutelle de quatre organismes gouvernementaux (CNRS, CEA, IRD, CNES) et de quatre établissements d'enseignement supérieur (Université Pierre et Marie Curie, Université de Versailles Saint-Quentin, Ecole Normale Supérieure, Ecole Polytechnique).

Mon projet intervient pour préparer les résultats de la mission Vénus Express, dont l'arrivée autour de Vénus s'est faite en 2006 et pour interpréter les observations de la mission Cassini-Huygens, qui a commencé à donner des résultats en 2004, lorsque l'orbiteur Cassini a atteint Saturne et avec le larguage de la sonde Huygens en janvier 2005 à travers l'atmosphère de Titan. Le type de travail effectué sur le modèle Titan s'est fait dans la continuité de ce qui avait déjà été fait auparavant au LMD (travaux de M. Hourdin, M. Lebonnois). Quant au modèle Vénus, mon travail s'est inscrit comme une contribution au cadre plus général du développement d'un modèle climatique, effectué par M. Lebonnois, avec l'aide de M. Eymet et M. Fournier pour le développement d'une nouvelle méthode de calcul du transfert radiatif (LAPLACE à Toulouse).

### **C) Moi dans ce contexte**

Ma volonté de faire une thèse remontait au baccalauréat, en tant que consécration d'une longue formation universitaire. En effet, c'est à cette époque que mon choix s'est porté sur l'envie de travailler en recherche et s'est finalisé en choisissant un cursus universitaire scientifique, tourné vers la recherche.

En fin de cursus, je souhaitais étudier dans le domaine de la modélisation climatique des atmosphères. Venant d'un master recherche d'astrophysique, je voulais naturellement continuer sur l'étude des objets du système solaire, en lien avec les missions spatiales. Les atmosphères planétaires sont également une manière d'étudier l'atmosphère terrestre et l'idée de planétologie comparée m'a beaucoup motivée. Pour mettre en oeuvre ce projet,

il me fallait trouver un laboratoire travaillant dans cette thématique et le choix n'a pas été difficile puisque le LMD fait partie des quelques rares laboratoires français de la région parisienne à proposer de la modélisation des atmosphères planétaires.

Mon stage de licence avait porté sur l'étude théorique et les mesures de vents dans l'atmosphère en superrotation de Vénus (Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentations Associées, LESIA, Observatoire de Paris-Meudon). Je souhaitais donc utiliser le savoir-faire du LMD en terme de modélisation climatique pour étudier ce mécanisme. Le sujet de thèse proposé par M. Frédéric Hourdin au master recherche d'Astrophysique me semblait très intéressant et cadrait bien avec ce qu'y m'intéressait. Après discussion avec M. Lebonnois, membre de l'équipe, le sujet de thèse proposé pouvait évoluer pour insister sur les aspects qui m'intéressaient particulièrement, à savoir les aspects dynamiques. Au début, le sujet de thèse était très large et portait sur plusieurs aspects (différents objets d'études : Titan et Vénus ; différents domaines de la physique des atmosphères : dynamique, la chimie, le transfert radiatif, la microphysique ; différents moyens d'analyse : modélisation et les observations ; différents outils, etc.). Il m'a donc fallu dans un premier temps m'approprier le sujet, cerner ses limites, pour ensuite le préciser et le reformuler avec mes propres termes et mes propres objectifs. Il s'agit alors de dégager la problématique dans le contexte d'un sujet large avec toute la connaissance et le recul scientifique et technique que cela implique alors d'avoir, puis de faire ressortir les questions essentielles pour ensuite se donner les moyens d'y répondre.

## **II) Déroulement, gestion et coût du projet**

### **A) Déroulement**

#### **Financement**

Ma bourse de thèse est une bourse de l'Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique (bourse EDX), qui permettait de cumuler un travail de recherche, une activité d'enseignement à l'Ecole Polytechnique (MODEX en fluides géophysiques) et des formations (proposées par l'Ecole Polytechnique en lien avec l'insertion professionnelle des docteurs et par le CIES de Versailles en lien avec les activités de monitorat).

#### **Recherche, enseignement, stages, formations, etc.**

J'ai mené un projet scientifique de recherche sur 3 ans en modélisation climatique avec l'engagement de résultats que cela implique dans un temps imparti. Je me suis donc organisée pour pouvoir mener de front les différentes tâches de nature diverse qui m'étaient confiées, du travail de thèse à l'enseignement. Mon projet étant transversal, car portant sur des objets différents (modélisation dans des contextes variés, de Titan à Vénus), j'ai dû partager mon temps de thèse entre les études de modélisation de Vénus et celles portant sur Titan. Le travail confié étant de nature diverse : du développement numérique à la comparaison aux observations, en passant par les études théoriques et la compréhension des mécanismes étudiés, j'ai privilégié une approche multitâche, c'est-à-dire travailler en parallèle sur plusieurs thématiques. A la fin de la thèse, le travail a ensuite été de synthétiser les connaissances accumulées et de regrouper les différents résultats sur une problématique



commune.

#### Travail de recherche :

Mon travail de recherche représente 77% du temps. Il s'est articulé sur plusieurs activités.

Dans un premier temps, il a fallu effectuer un travail important de bibliographie et d'autoformation : de compréhension scientifique du sujet et se familiariser avec les Modèles de Circulation Générale. Ensuite, la veille technologique est indispensable au quotidien dans un travail de recherche, où on se doit d'être toujours informé des dernières découvertes, afin de pouvoir apporter des résultats nouveaux par rapport à cette « frontière de la connaissance ».

- En parallèle, un travail de « mis à niveau théorique » sur la physique des atmosphères, notamment par l'assimilation des notions enseignées dans le Master Recherche « Océanologie, météorologie et environnement » de Paris VI, a été nécessaire (car venant d'un master astrophysique très générale, mes connaissances en physique de l'atmosphère étaient très restreintes). Au total,  $\sim 10\%$  du temps de thèse total ont été consacré à ces activités (une quinzaine de semaines).
- La contribution au développement du Modèle numérique de Circulation Générale de Vénus, l'adaptation de routines terrestres à ce modèle (introduction des traceurs), les simulations numériques et tests effectués sur les GCMs de Titan et Vénus, le développement d'outils d'analyse des sorties des modèles (traitement du signal pour l'étude des ondes et des mécanismes de transport, etc.) représentent  $\sim 23\%$  du temps de thèse total.
- L'analyse scientifique des simulations numériques, les études théoriques nécessaires à l'interprétation des résultats et les discussions internes et externes au laboratoire, avec le suivi du travail de thèse (réunions, etc.) ont représenté  $\sim 26\%$  du temps de thèse total.
- La communication des résultats s'est faite par la participation aux nombreux colloques internationaux (une dizaine de congrès), ainsi que la rédaction d'articles scientifiques (un article en premier auteur et un autre en co-auteur en préparation), de compte-rendus de travail et la rédaction de la thèse ont représenté  $\sim 18\%$  du temps.

#### L'Enseignement :

L'enseignement représente 20% du temps (1 jour par semaine de 5 jours sur les 144 semaines effectives de thèse). Les enseignements que j'ai effectués pendant ma thèse se sont restreints au monitorat de l'X dans le cadre de mon contrat de thèse avec l'Ecole Polytechnique, qui ne permettait pas le cumul des enseignements. J'ai donc été chargée de cours à l'Ecole Polytechnique pendant mes trois ans de thèse, pour l'encadrement de projets scientifiques théoriques et expérimentaux d'élèves polytechniciens de deuxième et troisième années, en mécanique des fluides sur le thème des « fluides géophysiques » (cyclones, courant de gravité, ondes, panaches). Le monitorat consistait en une partie TD/TP encadrée, et une partie projet, portant sur un sujet pointu de recherche. La partie projet consistait donc à aider les élèves en leur fournissant des apports théoriques supplémentaires, de la bibliographie et des moyens techniques de mise en oeuvre de leur projet. Le monitorat m'a pris en moyenne un jour par semaine sur mon temps de thèse, en comptant le temps de préparation du monitorat et l'encadrement du projet en lui-même. Ne pouvant effectuer d'autres types d'enseignement (à mon grand regret), j'ai diversifié mes activités d'enseignement en participant à des conférences grand public (accueil de classes d'enfants

dans le cadre de l'exposition « Mars en Mars » à Paris).

#### Formations :

Les formations représentent 3% de mon activité (4 semaines sur les 144 semaines effectives de thèse). Les formations que j'ai suivies pendant ma thèse peuvent se regrouper selon différentes thématiques : des formations scientifiques et techniques, de valorisation de mon projet de recherche et d'initiation à la conduite de projet (Nouveau Chapitre de la Thèse, Doctoriales), d'aide à la recherche d'emploi et de réinsertion professionnelle (Docteurs en marche), avec la participation à de nombreux forums (Salon de la recherche et de l'innovation) et aux réunions du 7ème Programme Cadre de Recherche et Développement sur les thèmes de l'énergie et de l'environnement, sur les modes de financement de la recherche en Europe dans le publique et le privé et les appels à projets pour les dizaines d'années à venir.

- Doctoriales (1 semaine)
- Formation sur les atmosphères planétaires à Nantes (quelques jours)
- Docteurs en marche (quelques jours)
- Nouveau chapitre de la thèse (1 semaine)
- Formation en Anglais (1 semaine)
- 7ème PCRD ("Programme Cadre de Recherche et Développement européen", 2 jours)
- Salon de la recherche et de l'innovation (1 jour par ans)
- 1 journée de conférences au collège de France
- 1 journée de bilan sur l'enseignement effectué
- 2 jours d'entraînement à l'intégration d'histoire des sciences dans un cours magistral
- 1 journée sur la médiation scientifique au Palais de la découverte

#### **L'articulation entre ces activités**

Le travail de monitorat n'était pas complètement décorrélé du travail de thèse puisqu'il était nécessaire pour encadrer correctement cet enseignement d'avoir bien assimilé les mécanismes physiques qui gouvernent les atmosphères et de pouvoir mettre en oeuvre des manip expérimentales afin de les étudier.

La gestion du temps entre le travail de thèse et d'enseignement n'est pas clairement établie et c'est au doctorant de gérer son temps. Cependant, il fallait garder en tête que l'exigence en fin de thèse restait la même sur le travail de thèse à proprement parlé, que l'on est ou non effectué un travail d'enseignement.

#### **Environnement général (culture internationale, etc.)**

Dans sa partie « terrestre », le laboratoire s'ouvre volontiers aux échanges européens et internationaux. La participation à la campagne européenne AMMA, d'étude de la mousson africaine en est un exemple. De nombreux doctorants de culture internationale sont reçus au sein du laboratoire pour participer à ces projets.

Pour la partie « atmosphères planétaires », la participation à des projets européens et internationaux est clairement présente et nécessaire pour la survie du groupe. Elle se fait par la participation à des programmes spatiaux : la mission Cassini-Huygens est un projet américain de la NASA et européen de l'ESA, la mission Vénus-Express est uniquement un projet européen de l'ESA. Les chercheurs du laboratoire participent à la programmation des instruments scientifiques qui prennent place à bord de ces missions spatiales, en tant

que Co-Investigateurs, traitent et analysent les observations faites par ces missions et modélisent ensuite à l'aide de Modèles de Circulation Générale la physique de ces atmosphères.

## **B) Gestion de projet**

### **Préparation et cadrage du projet**

Mener un projet de thèse consiste d'abord à répondre à une demande dans un cadre souvent large. L'objectif de ma thèse était la validation du modèle climatique terrestre par l'application à d'autres environnements planétaires. Cela pouvait se faire par la compréhension des mécanismes de transport de moment cinétique pour comprendre les phénomènes de jets et la compréhension des mécanismes de transport des traceurs comme contraintes sur la dynamique, dans les atmosphères en superrotation.

Les moyens techniques requis pour répondre à cette demande consistent en des simulations numériques de l'atmosphère de Vénus et de Titan, en lien avec les missions Vénus-Express et Cassini-Huygens. Pour effectuer ces simulations, il est nécessaire de participer au développement de ces Modèles de Circulation Générale. En particulier, ma contribution s'est portée sur le modèle Vénus en cours de développement, avec l'introduction de traceurs passifs dans le modèle, ainsi que des contributions techniques sur l'amélioration du modèle (stabilisation du modèle par un schéma implicite du transfert radiatif). Les moyens scientifiques passent par une bonne maîtrise du sujet et nécessitent d'acquérir une vision globale et un recul suffisant sur l'ensemble des mécanismes gouvernant la physique des atmosphères.

La mise en oeuvre de mon projet de thèse s'est donc faite par mon intégration au sein de l'équipe du LMD et par la recherche de collaborations externes pour élargir l'équipe un peu restreinte. Elle s'est faite aussi par la gestion des moyens financiers mis à disposition pour ma thèse ou pour l'équipe : participation à des colloques internationaux, rédaction d'articles scientifiques, matériel informatique, formations, etc. Le projet s'effectuant dans un temps imparti, j'ai dû gérer mon temps et prévoir un planning de thèse.

Avec tous ces moyens que je me suis donnés, des risques inhérents au contexte de la thèse étaient à prendre en compte, afin de mener à bien mon projet.

L'équipe projet :

Noms	Rôle dans ma thèse	Fonction et laboratoire	Nature des échanges	Temps passé avec cette personne / temps effectif de thèse
M. François Vial	Rôle administratif Directeur de thèse	Directeur de recherche au LMD, Ecole Polytechnique	Suivi très large de la thèse	~1 semaine/ans ~2 %
M. Sébastien Lebonnois	Rôle Technique et scientifique : Encadrant de thèse	Chercheur CNRS au LMD	Suivi du travail au quotidien, Coauteur pour la rédaction d'articles	~4 heures par semaine ~ 10%
M. Frédéric Hourdin	Rôle scientifique	Chercheur CNRS au LMD, HDR	Echanges sur le travail, Donne des pistes très générales Coeauteur d'articles	~1 semaine/ans
M. François Forget	Rôle scientifique	Chercheur CNRS au LMD, HDR	Discussions scientifiques	qq discussions
M. François Lott	Rôle scientifique Comité de thèse	Chercheur CNRS au LMD, ENS	Discussions scientifiques	qq discussions
Mme Thérèse Encrenaz	Comité de thèse	Directrice de recherche au CNRS, Observatoire de Paris		
Mme Marie-Angèle Filiberti	"collaboration"	Chercheuse CNRS au LMD	Informations sur la gestion des traceurs dans LMDZ terrestre	
M. Pascal Rannou	"collaboration"	Chercheur CNRS au Service d'Aéronomie	Discussions sur la microphysique, Coauteur d'articles	
M. Emmanuel Marcq	"collaboration"	Postdoctorant au LESIA Observatoire de Meudon	Utilisation de ma routine de traceurs passifs du MCG Vénus	
Mlle Sandrine Vinatier	"collaboration"	Doctorante au LESIA Observatoire de Meudon	Co-auteur d'un article	

### Collaborations nationales et internationales :

En réponse à l'équipe très restreinte, j'ai été chercher des collaborations afin d'enrichir les discussions scientifiques, que ce soit sur les autres sites du LMD (à l'Ecole Polytechnique ou à l'Ecole Normale) ou avec des groupes scientifiques nationaux et internationaux, pour lesquels les collaborations étaient déjà établies. Mon sujet d'étude étant à la pointe de la recherche dans ce domaine, le nombre de personnes travaillant sur le même sujet reste très réduit, même au niveau international, et le choix des partenaires n'a donc pas été difficile.

Une collaboration avec le Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentations Associées (LESIA), à l'Observatoire de Meudon (Mlle Sandrine Vinatier, M. B. Bézard, Mme A. Coustenis) s'est faite pour l'interprétation des données de distributions chimiques de Cassini-Huygens (co-auteurs d'un article). J'ai eu d'autres interactions scientifiques, notamment avec une personne d'Oxford (M. N.A. Teanby) et une autre de l'Université du Maryland (M. R.K. Achterberg), pour l'interprétation des données de distributions chimiques et de la dynamique, obtenues par Cassini-Huygens (co-auteurs d'un article). Pour le développement du module de transfert radiatif du modèle vénusien, le travail a été confié à M. Richard Fournier et M. Vincent Eymet du LAPIACE, à Toulouse. Le travail sur l'atmosphère de Vénus en lien avec la mission Venus Express m'a amenée à avoir des échanges avec des groupes internationaux : un groupe japonais du "Center for Climate System Research /National Institute for environmental Study" (M. M. Yamamoto, M. M. Takahashi, etc.) ; un groupe d'Oxford (M. C. Lee, M. P. Read) ; des groupes américains de Caltech et de NASA Ames (M. C. Covey, M. G. Schubert), du Jet Propulsion Laboratory (M. K. Baines), et de l'Université de Californie de Los Angeles (M. S. Limaye).

### **La conduite de projet**

Pour mener à bien mon projet, je me suis donnée une stratégie de travail, basée sur un planning.

Bibliographie/Analyse de la problématique : Une phase importante du travail de thèse a été dans un premier temps la compréhension du sujet et du travail attendu. Un travail théorique important a été nécessaire pour appréhender des notions théoriques poussées de la physique des atmosphères que je n'avais pas en début de thèse. J'ai donc dû assimiler sur des échelles de temps qui devaient rester raisonnables, les notions enseignées en Master Recherche sur les sciences du climat de Paris 6. J'ai réparti ce travail tout au long de ma thèse.

Stratégie : Analyse de la problématique et quels moyens pour y répondre ? Quels outils dois-je développer (développer de nouveaux outils ? ou partir d'anciens outils ?) ?

Allers et retours continuels entre développer des outils informatiques et faire le point sur des notions théoriques pour interpréter les résultats, afin de pofiner petit à petit. J'ai privilégié une approche de compréhension progressive et transversale, afin d'acquérir une vision globale.

Au cours de la thèse, une veille technologique était nécessaire pour se tenir au courant des derniers travaux en date.

En cours de thèse, il a également été nécessaire de refaire régulièrement le point sur les connaissances théoriques afin d'interpréter correctement les résultats et de recadrer ces résultats dans la problématique. A quelles questions ai-je répondu ? Que me reste-t-il à

comprendre ? Quels moyens pour y répondre ?

Développement d'outils informatiques :

- Faire des simulations simples en faisant varier quelques paramètres dans les modèles pour se familiariser avec les GCMs (début)
- Utiliser et adapter des outils d'analyse des sorties du MCGs (début)
- Commencer à intervenir dans les modèles : modifier le MCG Vénus (l'intégration temporelle du transfert radiatif en schéma explicite), méthode numérique (1ère année de thèse)
- Comparer les sorties du MCG titan avec les observations de Cassini-Huygens (1ère année de thèse)
- Intégration des traceurs dans le MCG Vénus sur la même base de ce qui avait été fait sur Terre (2ème année de thèse)
- Développement d'outils d'analyse des mécanismes de transport dynamique et des traceurs, sur la base de notions théoriques poussées (2ème et 3ème année de thèse)
- Développement d'outils d'analyse des ondes (traitement du signal, transformées de Fourier, etc.) (2ème et 3ème année de thèse)

Utilisation de divers logiciels d'analyse :

- Pour l'analyse systématique des sorties du modèle : des logiciels spécifiques aux sciences du climat, à savoir d'abord GRADS, puis FERRET, qui permet de mieux généraliser les calculs.
- Pour des calculs plus délicats sur les sorties du modèle : codes en FORTRAN
- IDL pour sortir des images propres lors de la rédaction d'articles
- Pour le traitement des données d'observations spatiales : Excel, IDL, GNUPLOT

Validation : Des tests sont effectués sur les différents travaux numériques afin de les valider. Ces tests consistent généralement à retrouver des résultats déjà connus avec les codes développés, à comparer avec les résultats d'autres travaux de « groupes concurrents ». D'autres tests consistent à faire évaluer l'impact de certains paramètres sur les résultats des modèles. Plus généralement, la validation des modèles numériques se fait avec la comparaison aux observations.

Traiter les résultats : Une fois les codes validés, les résultats peuvent être étudiés en terme scientifique et l'analyse de ces résultats peut conduire parfois à d'autres codages ou représentation des champs. Pour interpréter les résultats, il faut alors faire appel à sa connaissance scientifique.

Communication des résultats : Une bonne partie de mon travail de thèse a consisté à communiquer les résultats obtenus à la communauté scientifique internationale, régulièrement au cours de ma thèse. Pour cela, j'ai participé à de nombreux congrès internationaux. J'ai donc beaucoup apporté en terme de valorisation et de diffusion des résultats des modèles climatiques obtenus au LMD.

Le suivi de mon travail s'est fait par la participation aux « journées des doctorants du LMD », qui s'effectuent une fois par an, et où chaque doctorant du laboratoire présente l'avancement de son travail en une dizaine de minutes (printemps 2006 pour la première année de thèse et novembre 2006 pour la deuxième année), par des compte-rendus de

travail à chaque rentrée administrative, par une présentation du travail de thèse aux anciens responsables de master recherche (en deuxième année).

D'autres réunions ont été initiées sur ma demande avec les membres de l'équipe et certains membres du comité de thèse, afin qu'ils connaissent l'état d'avancement de mon travail. Je me suis également proposée pour faire un séminaire interne au laboratoire, en cours de deuxième année, considérant qu'il était important que les doctorants travaillant sur les atmosphères planétaires, fassent connaître leurs activités aux autres membres du laboratoire qui travaillent sur d'autres thématiques.

Sur ma demande, j'ai insisté pour bénéficier d'un comité de thèse. Une telle procédure est proposée par le LMD, afin d'obtenir des avis de personnes extérieures à l'équipe, sur le travail du doctorant. J'ai eu plus d'interactions avec le deuxième membre de mon comité de thèse (M. François Lott, LMD, Ecole Normale) et ces échanges ont été très formateurs pour la progression de ma thèse. Des rencontres de temps en temps avec mon responsable de thèse permettaient de lui indiquer l'état d'avancement de mon travail.

## Le coût du projet

Coûts de la main d'œuvre (salaire, équipe, collaborations, etc.) :

- Salaire chargé du doctorant : 18 723 euros/ans (thèse+monitorat) + charges patronales (~20 772 euros/3 ans),  
~80 772 euros/3 ans
- Temps du directeur de thèse : salaire moyen brut d'un directeur de thèse (~5 000 euros/mois + 2 000 euros charges patronales, ~252 000 euros/3 ans), temps qu'il m'accorde (~1 semaine/3 ans),  
~1 400 euros/3 ans
- Temps investi par les autres membres de l'équipe : salaire moyen brut d'un chercheur CNRS ou équivalent (~2 500 euros/mois + 1 000 euros charges patronales, ~126 000 euros/3 ans) : M. Lebonnois, temps qu'il m'accorde (~4h/semaine), ~12 600 euros/3 ans ; M. Hourdin, temps qu'il m'accorde (1 semaine/ans), ~2 625 euros/3 ans  
97 397 euros/3 ans, soit ~100 000 euros/3 ans en ajoutant l'ensemble des autres collaborations

Coûts d'utilisation (investissements spécifiques du projet) :

- Mise à disposition du matériel informatique :  
Mon ordinateur de bureau : 1 000 euros amorti sur 3 ans  
Les disques durs utilisés : 300 eurosx3=900 euros amorti sur 3 ans  
Les fermes de calculs utilisées par une cinquantaine de personnes : 35 keuros amorties sur 3 ans,  
soit 700 euros/pers sur 3 ans
- Réseau : difficile à estimer  
~2 000-4 000 euros/3 ans

Coûts fixes :

- Infrastructures : (ordre de grandeur des charges patronales)
- bureau
- Eau, énergie, loyer, difficile à estimer
- Bibliothèque, base de données, licences pour l'accès aux revues scientifiques

- Personnels administratifs
- Fournitures : photocopies, papier, encre, etc. ( $\sim 300$  euros/3 ans),  
 $\sim 20\,000$  euros/3 ans

Coûts de communication (missions, publications d'articles) :

- Missions internationales (une dizaine de missions à l'étranger) et formations : 2 800 euros/ans de frais de mission + 1 800 euros/ans de billets d'avions,  
13 800 euros/3 ans
- Publications (un article) : (revue ICARUS)  $\sim 1\,000$  euros  
 $\sim 15\,000$  euros/3 ans

Ma thèse a donc coûté au total environ 139 keuros. Le coût de la main d'oeuvre représente la plus grosse part et de loin, avec 72% environ. La part des coûts fixes représente environ 14%. Les moyens techniques mise à disposition pendant ma thèse sont relativement restreints ( $\sim 3\%$ ), si on considère uniquement le coût de la modélisation numérique, car les fermes de calculs utilisées sont également bien amorties dans le temps et sur le nombre de personnes. Le laboratoire utilise peu de gros calculateurs (hormis des locations d'utilisation des machines de l'IDRIS), et les simulations numériques faites dans le domaine des atmosphères planétaires ne demandent pas beaucoup de ressources (résolution du modèle plus grossière que le modèle terrestre). Le coût de la communication est plus élevée, et représente 11%.

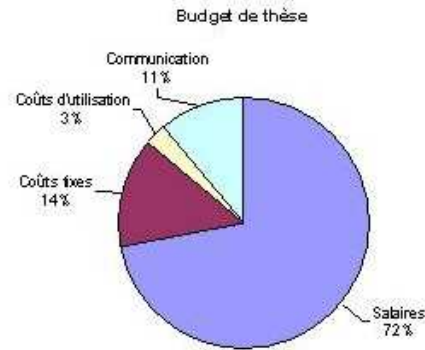


Figure 5.80 – Budget de la thèse.











## **Thèse de l'Ecole Polytechnique**

(ED 447)

par Audrey CRESPIN

Ecole Polytechnique  
91128 palaiseau Cedex

**Résumé :** Ce travail de thèse porte sur la compréhension du mécanisme dynamique de superrotation qui se produit dans les atmosphères de Vénus et Titan (satellite de Saturne), c'est à dire une rotation beaucoup plus rapide de l'atmosphère que celle de la "planète" solide. Ce phénomène dynamique, propre aux "corps telluriques" en rotation lente, est un sujet d'étude privilégié pour l'étude des mécanismes de transport atmosphérique. L'objectif est de comprendre et de contraindre les processus dynamiques qui entretiennent la superrotation en étudiant plus particulièrement le transport de moment cinétique (et de traceurs) par la circulation méridienne moyenne et les ondes. L'étude utilise le modèle 2D de circulation de Titan (modèle couplé dynamique-chimique-microphysique), et le modèle 3D de Vénus, encore en cours de développement au LMD. Les résultats récents fournis par les missions spatiales Cassini-Huygens et Venus Express ont servi à la validation des mécanismes dynamiques modélisés.

Dans un premier temps, j'ai validé la circulation méridienne dans le modèle Titan, en comparant les observations et les distributions des composés chimiques modélisés, pour lesquels le transport joue un rôle déterminant. Cette circulation méridienne permet de valider les mécanismes dynamiques à l'origine de la superrotation dans le modèle, et d'interpréter les observations en terme de structures thermique, dynamique et chimique.

En outre, les outils d'analyse que j'ai développés pour le modèle Vénus permettent d'une part de décrire les mécanismes de transport (de moment cinétique et de traceurs passifs) par la circulation méridienne moyenne et les ondes, et d'autre part de donner les principales caractéristiques de ces ondes (diagnostique des flux d'Eliassen Palm, analyse spectrale, etc.). Grâce à ces outils, mon travail de thèse montre que la circulation méridienne moyenne modélisée transporte le moment cinétique en altitude dans les régions équatoriales et vers les pôles au niveau de la branche supérieure des cellules de Hadley. Les instabilités barotropes des hautes latitudes interagissent avec l'écoulement moyen et créent des ondes de grande échelle qui vont ramener le moment cinétique vers l'équateur. Dans le modèle, ce sont les ondes de hautes fréquences, et en particulier les fameuses ondes à 4-5 jours terrestres observées au niveau des nuages, qui contribuent le plus à ce transport latitudinal, permettant ainsi de maintenir la superrotation équatoriale dans le modèle.

**Mots-clés :** modélisation climatique, transport et dynamique atmosphériques, atmosphères planétaires, simulations numériques, ondes atmosphériques